Série n° 3574
N° d'ordre : 4446

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Roger SERVAJEAN

1re THÈSE : Contribution à l'étude de la cinématique de la matière dans les taches et la granulation solaires.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 24 Octobre 1960 devant la Commission d'examen :

MM. DANJON *Président.*
SCHATZMAN, FRANÇON *Examinateurs.*

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.
13, Quai Anatole-France
PARIS 7e

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41538125_0030

Série nº 3574
Nº d'ordre : 4446

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Roger SERVAJEAN

1re THÈSE : Contribution à l'étude de la cinématique de la matière dans les taches et la granulation solaires.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 24 Octobre 1960 devant la Commission d'examen :

MM. DANJON *Président.*
SCHATZMAN } *Examinateurs.*
FRANÇON }

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.
13, Quai Anatole-France
PARIS 7e

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen . . . . . J. PÉRÈS

PROFESSEURS

G. JULIA. . . . . T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
FOCH . . . . . T Mécanique physique et expérimentale.
DE BROGLIE . . . T Théories physiques.
PRENANT. . . . . T Anatomie et Histol. comparées.
PÉRÈS. . . . . T Mécanique des fluides et applications.
M. CURIE . . . . T Physique (S. P. N. C.),
BARRABÉ. . . . . T Géologie struct. et Géologie appliquée.
BOURCART . . . . T Géogr. physique et Géol. dynamique.
PLANTEFOL. . . . T Botanique.
GRASSÉ . . . . . T Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST. . . . . T Chimie organique.
BOULIGAND. . . . T Application de l'analyse à la Géométrie.
CHAUDRON . . . . T Chimie appliquée.
WYART. . . . . T Minéralogie.
TEISSIER. . . . . T Zoologie.
MANGENOT. . . . T Biologie végétale.
P. AUGER . . . . T Physique quantique et Relativité.
MONNIER. . . . . T Physiologie générale.
PIVETEAU . . . . T Paléontologie.
ROCARD . . . . . T Physique (E. N. S.).
H. CARTAN. . . . T Mathématiques (E. N. S.).
LAFFITE . . . . . T Chimie générale.
FAVARD . . . . . T Géométrie supérieure.
COULOMB. . . . . T Physique du Globe.
Mlle COUSIN . . . T Biologie animale (S. P. C. N.)
CHRÉTIEN . . . . T Chimie minérale.
P. DRACH . . . . T Zoologie.
KASTLER. . . . . T Physique (E. N. S.).
EPHRUSSI. . . . . T Génétique.
WURMSER . . . . T Biologie physico-chimique.
RIVIÈRE . . . . . T Géologie (S. P. C. N.) Orsay.
GAUTHERET. . . . T Biologie végétale (P. C. B.).
LUCAS. . . . . T Recherches physiques.
A. THOMAS. . . . T Biologie cellulaire.
ARNULF . . . . . T Optique appliquée.
M. MORAND. . . . T Enseignement de Physique.
SOLEILLET . . . . T Physique (P. C. B.).
FORTIER . . . . . T Mécanique expérimentale des fluides.
DANJON . . . . . T Astronomie.
LAPORTE . . . . . T Physique générale et radioactivité.
JANET . . . . . T Mécanique analytique et Mécanique céleste.
PETIT . . . . . T Biologie maritime.
QUENEY. . . . . T Météorologie et Dynamique atmosphérique.
GALLIEN. . . . . T Embryologie.
EICHHORN . . . . T Biologie végétale (S. P. C. N.).
DE CUGNAC . . . T Biologie végétale (S. P. C. N.).
Mlle CAUCHOIS . . T Chimie physique.
THELLIER . . . . T Physique du Globe.
L'HÉRITIER. . . . T Génétique.
GRIVET. . . . . T Radioélectricité.
PONCIN . . . . . T Mécanique générale.
DUBREIL. . . . . T Arithmétique et Théorie des nombres.
QUELET . . . . . T Chimie organique.
CAGNIARD . . . . T Géophysique appliquée.
CHAMPETIER . . . T Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER . . . . T Micropaléontologie.
JUNG . . . . . T Pétrographie.
TRILLAT . . . . . T Microscopie et Diffraction électronique.
WIEMANN . . . . T Chimie organique et structurale.
JACQUINOT. . . . T Spectroscopie et Physique céleste.
VASSY. . . . . T Physique de l'Atmosphère.
DESTOUCHES . . . T Théories physiques.
PRUVOST. . . . . T Géologie.
AMIEL. . . . . T Chimie générale.
HOCART . . . . . T Minéralogie.
J. P. MATHIEU . . T Physique (Orsay).
COUTEAUX . . . . T Biologie animale (P. C. B.).
MAY. . . . . T Zoologie (Orsay).
CHOQUET. . . . . T Théorie des fonctions et Topologie.
FELDMANN. . . . T Biologie végétale marine.
GUINIER. . . . . T Physique des Solides.
JOST . . . . . T Physiologie comparée.
FORTET . . . . . T Calcul des prob. et Physique mathématique.
SCHWARTZ . . . . T Calcul différentiel et intégral.
CHOUARD. . . . . T Physiologie végétale.
MALAVARD . . . . T Aviation.
BRELOT . . . . . T Calcul différentiel.
NORMANT. . . . . T Synthèse organique.
BENARD . . . . . T Chimie minérale.
BUVAT. . . . . T Botanique (E. N. S.).
DUGUÉ. . . . . T Statistiques mathématiques.
GELOSO . . . . . T Chimie (S. P. C. N.).
SOULAIRAC. . . . T Psychophysiologie.
ULRICH . . . . . T Physiologie végétale.
MARÉCHAL. . . . T Optique théorique et appliquée.
KIRRMANN. . . . T Théories chimiques.
CHADEFAUD. . . . T Botanique.
DESTRIAU . . . . T Physique (M. P. C.).
Mlle LE BRETON . T Physiologie générale.
SALEM. . . . . T Mathématiques générales.
LELONG . . . . . T Mathématiques générales.
DEVILLERS. . . . T Anatomie et Histologie comparées.
EHRESMANN . . . T Topologie algébrique.
FRANÇON. . . . . T Physique (S. P. C. N.).
GLANGEAUD . . . T Géographie physique et Géologie dynamique.
GODEMENT. . . . T Mathématiques (M. G. P.).
PISOT . . . . . T Techniques mathématiques de la Physique.
ROCH E. . . . . T Géologie.

SCHATZMAN. . . . T Astrophysique.
TERNIER. . . . . T Ponalétologie stratigraphique.
ZAMANSKY. . . . T Mathématiques générales.
LENNUIER . . . . T Physique (M. G. P.).
RIZET . . . . . Génétique.
ROUTHIER . . . . T Géologie appliquée.
Mme TONNELAT. . T Relativité.
DIXMIER. . . . . T Mathématiques (M. P. C.).
SOUCHAY. . . . . T Chimie générale.
AIGRAIN . . . . . T Electrotechnique générale.
BRUSSET. . . . . Chimie minérale.
M. LÉVY. . . . . T Physique théorique des hautes énergies.
Mme CHAIX. . . . Chimie biologique.
Mme HUREL-PY. . Biologie végétale (P. C. B.).
PIAUX. . . . . Chimie (M. P. C.).
BRUN . . . . . T Mécanique expérimentale des fluides.
LEDERER. . . . . T Chimie biologique.
Mme DUBREIL . . T Mathématiques.
Mme LELONG. . . T Mathématiques (E. N. S.).
BELLAIR. . . . . T Géologie (S. P. C. N.).
COTTE. . . . . T Physique (Orsay).
DUBOIS J. E' . . T Chimie organique.
LAMOTTE. . . . . Zoologie (E. N. S.).
MICHEL André . . T Chimie (S. P. C. N.).
OLMER. . . . . T Énergétique générale.
ROUAULT . . . . T Physique générale.
GAUTHIER . . . . T Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ . . . T Chimie physique.
BROSSEL . . . . . T Physique atomique.
BUSER. . . . . Physiologie comparée.
CAMUS. . . . . Physiologie végétale (3e cycle).
CASTAING. . . . . Physique générale.
CURIEN . . . . . Minéralogie et Cristallographie.
MOYSE. . . . . T Physiologie végétale (Orsay).
NOIROT . . . . . T Évolution des êtres organisés.
PANNETIER. . . . Chimie (S. P. C. N.).
POSSOMPES. . . . T Zoologie.
PULLMANN. . . . Chimie théorique.
TEILLAC . . . . . Physique nucléaire et Radioactivité.
TONNELAT . . . . Biologie physico-chimique.
VILLE . . . . . T Économétrie.
WILLEMART. . . . Chimie (P. C. B.).
DODÉ . . . . . T Chimie (S. P. C. N.) Orsay.
FREYMANN. . . . T Physique générale.
GUINOCHET. . . . T Biologie végétale (Orsay).
ROLLET . . . . . T Chimie (P. C. B.).
Mlle JOSIEN . . . T Chimie (P. C. B.).
CHEVALLEY . . . T Géométrie algébrique et Théorie des groupes.
ARNOULT. . . . . T Électronique.
CHAPELLE . . . . T Physique (M. P. C.) (Orsay).
DELANGE. . . . . T Mathématiques (Orsay).
DENY . . . . . T Mathématiques (M. G. P.),
LUCAS G. . . . . T Géologie.
ALLARD . . . . . Chimie physique.
BERTHELOT. . . . Physique nucléaire et radioactivité.
BRICADR. . . . . Météorologie et Physique de l'atmosphère.
Me ALBE-FESSARD. Psychophysiologie.
FRIEDEL. . . . . Physique des solides.
M. JULIA. . . . . Étude des molécules organiques complexes.
LENDER . . . . . Biologie animale (S. P. C. N.) (Orsay).
MAGAT. . . . . Physico-chimie des rayonnements.
Mlle QUINTIN. . . T Électrochimie.
MONOD. . . . . T Chimie du Métabolisme.
BENOIT. . . . . T Physiologie animale.
DE POSSEL. . . . T Analyse numérique.
CHARLOT. . . . . T Chimie analytique.
HAISSINSKY. . . . T Radiochimie.
LEMÉE. . . . . T Physiologie B. M. P. V.
GUÉRIN . . . . . T Chimie M. P. C.
CHATELET M. . . Chimie (S. P. C. N.).
JEAN . . . . . Physique nucléaire et Radioactivité.
MATTLER. . . . . Physique (S. P. C. N.).
MICHEL (Louis) . . Physique théorique des hautes énergies.
RUMPF . . . . . Chimie (P. C. B.).
BERGERARD. . . . Zoologie (Orsay).
BERTEIN. . . . . Électronique.
BOUISSIÈRES . . . Chimie de Radioéléments.
Mme COUTURE . . Physique P. C. B.).
ELLENBERGER. . . Géologie structurale et Géologie appliquée.
FRANC. . . . . Biologie animale.
SCHNELL. . . . . Botanique tropicale.
STOLKOWSKI . . . Physiologie générale.
ACHER. . . . . Chimie biologique (Orsay).
BAUDOIN. . . . . Biologie animale (P. C. B.).
BEAUMONT. . . . Biologie animale (S. P. C. N.).
BLAMONT . . . . Géophysique Ionosphère.
BOURREAU. . . . Biologie végétale S. P. C. N. (Orsay).
CURIE D.. . . . Physique (M. G. P.).
DURAND-DELGA. . Géologie.
FREON. . . . . Chimie (P. C. B.).
HELLER . . . . . Physiologie végétale.
TORTRAT. . . . . Calcul des Probabilités.
CAILLEUX . . . . Géologie (S. P. C. N.).
MAGNAN. . . . . Physique (M. P. C.).
DAUDEL . . . . . Mécanique ondulatoire appliquée à la Chimie théorique et à la Physique nucléaire.
Mlle FOURCROY. . Biologie végétale (S. P. C. N.).

Secrétaire général : C. MONIER.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA CINÉMATIQUE DE LA MATIÈRE DANS LES TACHES ET LA GRANULATION SOLAIRES

par R. SERVAJEAN
(Observatoire de Paris-Meudon)

SOMMAIRE. — 1re partie : *Après une description des instruments et des techniques d'observation utilisés tant à Meudon qu'au Pic du Midi, ainsi que des appareils de mesure qui nous ont permis de dépouiller nos documents, nous utilisons ceux-ci à une série d'études concernant l'effet Evershed.*

Dans un premier chapitre nous étudions sa variation en fonction de la profondeur. Pour cela nous déterminons le τ de formation d'un certain nombre de raies pour lesquelles la vitesse Evershed a été mesurée sur un de nos spectres de taches. Utilisant le modèle de MICHARD, *nous établissons une relation approchée liant τ à la profondeur géométrique, ce qui nous permet d'exprimer, en fonction de celle-ci, la variation de l'effet Evershed.*

Dans le deuxième chapitre, nous essayons d'établir le champ des vitesses dans un groupe complexe. Utilisant ensuite des observations d'une même tâche simple, au cours de son passage sur le disque, nous calculons les valeurs moyennes des composantes du vecteur vitesse en fonction de la distance au centre de la tache. La méthode utilisée est une variante de celle publiée par PLASKETT. *Nous indiquons un procédé graphique qui la complète ainsi que la possibilité de simplifier considérablement, par le choix convenable des points mesurés, la résolution des équations de moindres carrés qu'elle comporte.*

Nos résultats expriment une variation de la composante horizontale peu différente de celles trouvées par d'autres auteurs, mais indiquent une faible composante verticale d'enfoncement qui n'avait pas encore été signalée. Nous trouvons également une variation de l'effet Evershed en fonction de la distance de la tache au centre du disque, qui confirme un résultat obtenu par MICHARD *par une méthode différente.*

Le troisième chapitre concerne un phénomène de modification du profil des raies remarqué au cours de nos mesures. Nous le décrivons et émettons l'hypothèse qu'il exprime le gradient des vitesses de la matière dans les couches de formation.

2e partie : *Nous utilisons les spectres de très bonne définition pris au Pic du Midi, pour une étude statistique des relations liant l'intensité de la granulation, les effets Doppler-Fizeau qui s'y observent et les variations de largeur des raies. Nous établissons d'après nos échantillons des fonctions d'auto-corrélation des vitesses et intensités des granules. La mesure des déviations Doppler-Fizeau a été effectuée en employant une méthode de double enregistrement microphotométrique, imaginée par* R. MICHARD *et que nous décrivons brièvement.*

SUMMARY. — Part I : *The observational techniques and instruments used at Meudon and at the Pic du Midi are described, together with the instruments used to reduce our observations. These are used in a series of studies concerning the Evershed effect.*

In Chap. I we consider the variation of the Evershed effect with depth. The effect is measured for a number of lines in a sunspot spectrum, and the effective optical depth τ of formation of line is calculated. Using MICHARD'S *model, we express τ and the Evershed effect in terms of geometrical depth in the penumbra.*

In Chap. II, we first describe an attempt to determine the velocity field in a complex sunspot. Then we use very detailed observations of a single roundish spot during its transit across the disk, to calculate the mean components of velocity as a function of distance from the center of the spot. The method is similar to the one given by PLASKETT. *We show how it is possible to reduce very much the amount of work needed to solve the least squares equations, by a suitable choice of the points to be measured in the spot.*

Our results show a variation of the horizontal component not very different from previous results ; a small vertical downward component is found, which appears not to have been suspected before. We also find a change of Evershed effect with distance of the spot from the center of the disk, in agreement with previous statistical results by MICHARD.

Chap. III deals with a modification of line profiles in the penumbra associated with the Evershed effect. This change is fully described ; it is thought that it results from the gradient of velocity with depth in the line-forming layers.

Part II : *High definition spectra taken at Pic du Midi are used in a statistical study of the relations between*

the intensity of photospheric granulation, small scale Doppler shifts, and fluctuations of equivalent width for a few lines.

Doppler shifts were measured on the spectra by a method of differential photometry involving two microphotometer tracings in the two wings of the line.

Bright granules are generally associated with ascending motions and the reverse is still more evident ; but there is no quantitative relation between brightness and velocity. The equivalent width is found to be inversely proportional to continuum brightness.

Autocorrelation functions for continuum intensity and Doppler shifts have been calculated : the velocity function might have a minimum for a distance of 10 000 *km.*

К изучению кинематики материи в солнечных пятнах и в грануляции.

Резюме. — *Часть I.* — В статье приводится сначала описание аппаратов и техник наблюдений которыми пользовался автор в Медонской Обсерватории а также в обсерватории « Пик дю Миди », описываются и измерительные приборы которыми проводилась обработка документов. По этим документам было проведено ряд исследований по « Эффекту Эвершед ».

1) В первой главе рассматревается изменение этого эффекта в зависимости от глубины. Измерялся этот эффект для многочисленных линий одного и тогоже спектра солнечных пятен и вычислялась эффективная оптическая глубена τ образования каждой линии. Пользуясь моделью МИШАРА выводится выражение для τ и « эффекта Эвершед » в зависимости от геометрической глубины.

2) Во второй главе мы сначала пытаемся определить поле скоростей в комплексной группе, затем используем очень подробные наблюдения одного и тогоже простого округлого солнечного пятна во время его прохождения по солнечному диску для вычисления средних значений составляющих вектора скорости в зависимости от расстояния от центра пятна. Применяемый метод является вариантом метода ПЛАССКЕТА. Мы указываем дополняющий графический способ и показываем как можно достигнуть значительного упрощения в решение уравнений « наименьчих квадратов » этого метода, подходящим выбором измеренных точек на пятне.

Полученные результаты показывают изменение горизонтальной составляющей которое мало отличается от результатов найденных другими авторами, но указывают на слабую вертикальную составляющую углубления, которая до сих пор не наблюдалась. Мы тоже находим изменение эффекта Эвершеда в зависимости от расстояния пятна до центра диска, которое согласуется с предыдущими статистическими результатами МИШАРА.

3) Глава 3 касается феномена изменения профиля линий, замеченного при измерениях. Это изменение тщательно описывается ; можно предположить, что оно выражает градиент скоростей материи в слоях образования линий.

Часть II. — Были использованы спектры высокой определенности, полученные нами в Обсерватории « Пик дю Миди » для статистического изучения соотношений между интесивностью грануляции, наблюдаемыми в ней эффектами « Допплер-Физо » и изменениями эквивалентной ширины линий. Перемещения « Допплер-Физо » измерялись на спектрах методом, кратко описанным (изобретенным МИШАРОМ) двойной микрофотометрической регистрации. Качественно в ярких частях грануляции наблюдаются скорости восхождения, но нет пропорциональности между интенсивностью и скоростью. Измеренный ΔW в двух линиях 60 и 150 мÅ средней эквивалентной ширины изменяется обратно пропорционально яркости. Однако соотношение становится нулевым в области близкой к малому пятну. Приводятся значения средних квадратных отклонений для скоростей Допплер-Физо, яркости грануляции — измеренный на сплошном фоне 5200 Å — и изменения эквивалентной ширины линий. По нашим образцам установлены самокорреляционные функции скоростей и яркостей грануляции.

Introduction

Les grands progrès réalisés depuis quelques années dans la taille des réseaux de diffraction et l'avènement de spectrographes solaires de haut rendement qui en est résulté, ont permis d'obtenir des spectres dont la qualité permet d'aborder l'étude de la structure fine des raies de Fraunhofer.

Les magnifiques documents pris avec le « Vacuum spectrograph » de l'Observatoire MacMath ont été, à ce sujet, une révélation. Les raies solaires y ont l'aspect de lignes zigzagantes où variations d'intensité et de longueur d'onde ont approximativement une période de 1 à 2″ correspondant à la définition permise, sur la fente du spectrographe, par la qualité des images atmosphériques [18].

Sous l'impulsion de M. Danjon, Directeur de l'Observatoire de Paris, R. Michard avait étudié

et fait réaliser à l'Institut d'Astrophysique un spectrographe solaire de 9 m de focale, destiné à être équipé d'un réseau moderne de BAUSCH and LOMB.

Ce spectrographe fut, au cours de l'été 1956, installé à l'Observatoire de Meudon, dans le bâtiment dit « du petit Sidérostat ». Il y fut utilisé jusqu'au printemps de 1959, date à laquelle il fut transporté et réinstallé, avec de légères modifications, à l'Observatoire du Pic du Midi de Bigorre.

Les trois ans d'utilisation à Meudon avaient en effet montré que les performances pratiques de l'instrument étaient limitées par la qualité des images solaires et qu'elles seraient certainement améliorées par une utilisation en haute montagne. En effet, moins d'un mois après l'installation du spectrographe au Pic, R. MICHARD obtenait des documents comparables aux meilleurs spectres de MacMATH.

L'étude de certains des spectres, pris avec cet appareil tant à Meudon qu'au Pic du Midi fait l'objet du présent travail.

Nous avons dit que la qualité essentielle de ces spectres était la possibilité de mettre en évidence et de mesurer les petites torsions de raies, c'est-à-dire les fins effets Doppler-Fizeau à la surface solaire.

De nombreux problèmes s'y rattachent. Dans une première partie de cette étude, nous avons choisi particulièrement d'essayer d'améliorer nos connaissances de l'effet Evershed, c'est-à-dire de la cinématique de la matière à l'intérieur des taches solaires.

Le but, sinon final, du moins déjà ambitieux, que l'on peut se proposer, est d'essayer d'établir le champ complet des vitesses dans une tache, pour tout le volume délimité par les profondeurs accessibles spectroscopiquement. Ceci ne saurait être considéré comme une fin en soi et ne constitue qu'un des éléments de la connaissance du problème, les autres étant, par exemple, la détermination correspondante des champs magnétiques ou de forces hydrodynamiques. Encore peut-on espérer que l'accumulation d'études de ce type permettra un jour l'élaboration et surtout la vérification d'une théorie cohérente des phénomènes dont les taches solaires sont le siège.

Nous avons essayé d'explorer l'espace qui constitue la tache de deux façons. En premier lieu en essayant de voir comment varie le vecteur Evershed à mesure que l'on pénètre dans des régions plus profondes. Cela a été obtenu en considérant des raies spectrales de « niveaux de formation » différents. On verra qu'on ne peut malheureusement aller très loin dans cette voie. Quelques centaines de kms seulement nous sont accessibles mais correspondent déjà à un important écart des vitesses observées.

C'est cette étude qui constitue notre premier chapitre.

Le deuxième chapitre traite de la variation de la vitesse dans un plan horizontal autour du centre de la tache. Nous avons été amené, pour ce problème, à adapter à notre type particulier d'observations une méthode indiquée par PLASKETT. Nous l'exposons rapidement, telle que nous l'avons employée, pensant que cela peut être utile à d'autres observateurs. Les résultats confirment et complètent ceux obtenus par divers auteurs. Ils se recoupent en partie avec ceux obtenus au premier chapitre.

Les taches ne sont finalement que les perturbations du champ de granulation photosphérique. Dans ce dernier également, nos spectres montrent une intense agitation de la matière. L'échelle des perturbations est évidemment beaucoup plus fine que pour les taches et la qualité des images de Meudon ne permettait pas d'espérer l'atteindre.

Le transport de notre spectrographe au Pic du Midi nous ouvrait un nouveau champ de possibilités. Sur certains des spectres pris dans cet observatoire, la granulation solaire se traduit par une variation d'intensité du fond continu. Nous avons essayé d'établir la liaison entre l'intensité de la granulation et les torsions Doppler-Fizeau des raies.

Nous avons, pour cela, utilisé une méthode relativement rapide de détermination microphotométrique simultanée de l'intensité et de l'effet Doppler-Fizeau.

L'exposé de cette méthode et des résultats obtenus constitue notre deuxième partie.

Au début de ce travail, je salue, avec une émotion que le temps ne peut émousser, la mémoire de Bernard LYOT et celle de Georges FOURNIER. L'un était membre de l'Institut de France et l'autre instituteur. Je les ai, tous deux, profondément admirés. Georges FOURNIER m'a montré le ciel et m'a donné l'exemple de la scrupuleuse honnêteté scientifique. Le génie de Bernard LYOT en faisait un modèle inaccessible, mais les années passées à son contact m'ont appris qu'un grand savant pouvait être très simplement un homme honnête et bon. Que les familles de ces deux êtres exceptionnels sachent que leur souvenir est vivant dans le cœur de ceux qui les ont connus et évidemment aimés.

J'adresse mes remerciements à M. André Danjon qui a bien voulu me témoigner sa sympathie et m'encourager dans mon travail.

Je suis particulièrement reconnaissant à Raymond Michard pour ses directives et ses conseils. Grâce à lui, à l'action de M. Danjon et à l'hospitalité que nous a accordée M. Rösch au Pic du Midi, j'ai pu disposer des instruments et des conditions d'observation qui ont permis ce travail.

J'ai bénéficié de la part de mes collègues de l'Observatoire d'une aide courtoise et amicale.

Je remercie particulièrement J. C. Pecker et H. van Regemorter qui m'ont aidé de leurs conseils dans les parties théoriques, G. Wlerick qui m'a fait bénéficier d'une part de son expérience des études statistiques sur la granulation solaire, Arsac et Kowalewski à qui je suis redevable d'avoir su utiliser l'ordinateur I. B. M.

Mes camarades du service dirigé par R. Michard m'ont aidé tant pour les observations que pour certains calculs et la partie matérielle du travail. Que G. Laborde, J. Geoffroy, M. Blanc, Mme Lafontan trouvent ici mes remerciements.

J'ai toujours trouvé chez les mécaniciens de l'Observatoire de Meudon et leur chef M. Brebion l'aide compétente dont j'ai eu souvent besoin. Ainsi que chez leurs collègues du Pic du Midi elle était accompagnée de gentillesse et de bonne camaraderie. Cela a permis de résoudre, toujours rapidement, les nombreuses difficultés techniques qui surgissent inévitablement dans le travail d'observation.

INSTRUMENTS ET MÉTHODES D'OBSERVATION

Une description détaillée du spectrographe de 9 m et de son installation à Meudon ainsi qu'une étude de ses performances, ont déjà été publiées dans les *Annales d'Astrophysique* [17], [22].

I. Installation du spectrographe de 9 m a l'Observatoire du Pic du Midi.

Nous avons dit précédemment que le souci de tirer le meilleur parti possible de notre instrument nous avait conduit à l'installer en 1959 au Pic du Midi afin de bénéficier de la qualité renommée des images de cet observatoire.

Les possibilités de logement dans les nouveaux locaux, les servitudes d'utilisation avec un autre coelostat, ainsi que l'expérience des trois années d'utilisation à Meudon, nous ont conduit à apporter quelques modifications à l'appareil.

En mai 1957, R. Michard, G. Laborde et moi-même avions installé au Pic du Midi un premier spectrographe destiné à l'étude des éruptions solaires [21].

Ce spectrographe est alimenté par un coelostat installé sur un éperon rocheux débordant les bâtiments de l'observatoire. Le miroir primaire mesure 50 cm de diamètre, le secondaire 40 cm, tous deux sont en silice fondue. Le télescope formant l'image est le miroir de 50 cm de diamètre et de 11 m de distance focale qui avait été utilisé dans le montage de Meudon en 1956.

La salle contenant ce spectrographe avait été prévue pour recevoir également le spectrographe de 9 m. Le genre des travaux envisagés avec les deux instruments ne rendant pas impératif, ni même souhaitable, leur utilisation simultanée, il a été plus économique d'utiliser le coelostat et le télescope déjà existants pour l'alimentation du spectrographe de 9 m.

D'autre part, les servitudes de disposition, dues à la salle, ne se présentaient plus comme à Meudon. Il était intéressant de ramener le plan du spectre au niveau de la fente. Aussi le collimateur de 7 m 40 a-t-il été remplacé par un miroir de même ouverture mais de focale légèrement supérieure à 9 m.

Enfin l'expérience des travaux effectués à Meudon, ainsi que l'espérance d'une amélioration notable de la qualité des images atmosphériques, nous faisaient souhaiter une image solaire plus grande.

Nous avons donc repris l'image donnée par le télescope de 11 m à l'aide d'un dispositif agrandisseur formant sur la fente du spectrographe une partie agrandie de l'image primaire. Le diamètre du disque complet serait de 20 cm.

Signalons également que nous avons, en 1959, disposé d'une glace optiquement plane, en Uviol, qui a permis de fermer l'extrémité du télescope et d'isoler complètement de l'extérieur la salle contenant les spectrographes. La disposition générale de l'ensemble est représentée dans les figures 1 et 2.

Le faisceau, issu du coelostat, pénètre dans la salle à travers la glace en Uviol G et tombe sur le télescope de 11 m, M1. Celui-ci peut subir une légère rotation, autour de son axe vertical, lui permettant d'alimenter soit le spectrographe à éruptions, soit le spectrographe de 9 m. Dans ce cas le faisceau rencontre un miroir plan, M2, qui le renvoie latéralement.

L'image primaire se forme en I sur un écran

blanc E, percé d'une lucarne rectangulaire isolant la portion d'image qui sera finalement utilisée. Cet écran permet de savoir quelle est la région du disque amenée sur la fente du spectrographe et d'éliminer une grande partie de la lumière parasite. Derrière la lucarne et immédiatement contre, se trouve une lentille de champ 1, en silice fondue, dont le rôle est de ramener une pupille de l'instrument sur le réseau du spectrographe.

Le faisceau tombe ensuite sur le miroir agrandisseur M3, de 3 m de distance focale, situé au-dessus de la fente du spectrographe.

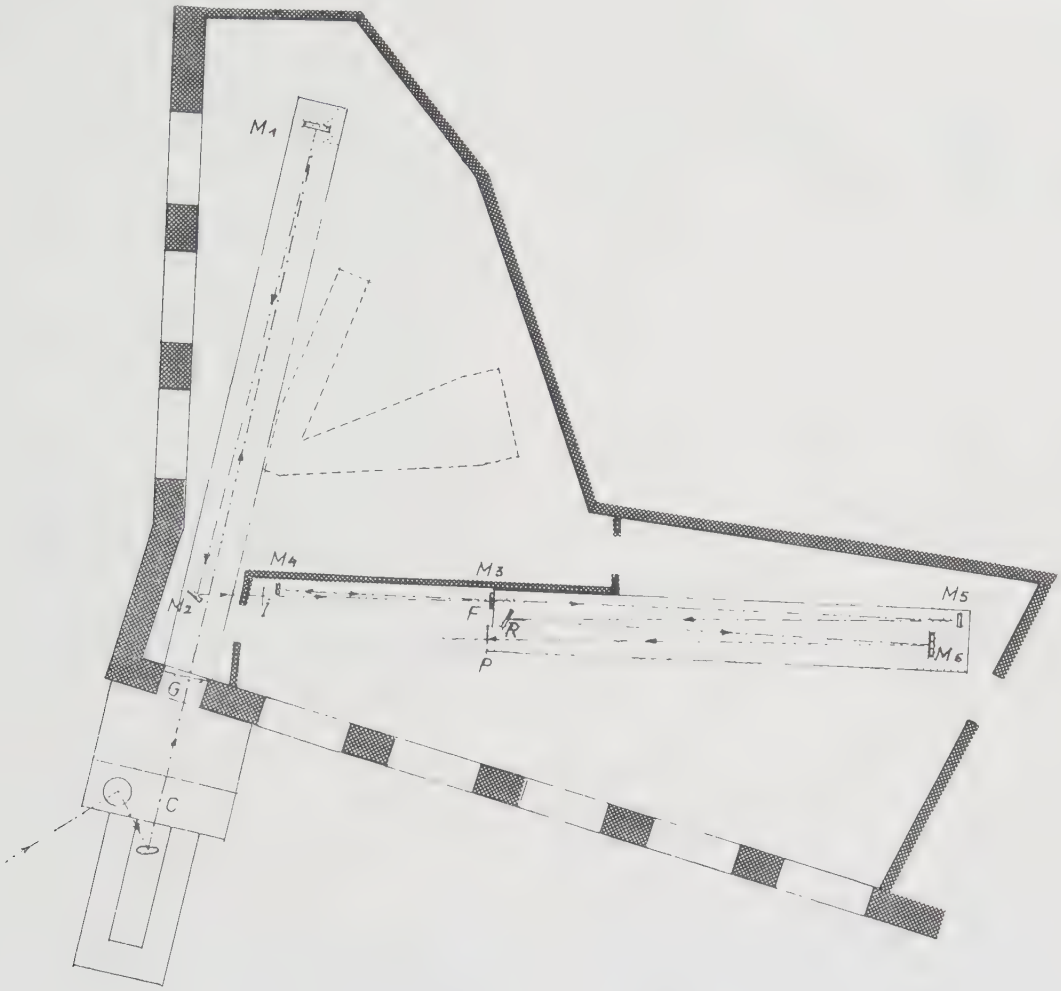

FIG. 1. — Disposition générale du coelostat et du spectrographe de 9 m au Pic du Midi.

C, Coelostat.
G, Glace Uviol.
M1, Télescope de 11 m.
M2, Miroir plan de renvoi.
I, Image primaire.
M3, Miroir agrandisseur.
M4, Miroir plan de renvoi et de mise au point.
F, Fente miroir.
M5, Miroir collimateur.
R, Réseau.
M6, Miroir de chambre.
P, Plan focal du spectrographe.

Enfin un miroir plan M4 renvoie l'image finale sur la fente F du spectrographe. M4 est mobile sur un banc d'optique. Son déplacement, commandé par un moteur électrique m1, permet de réaliser la mise au point sur F ; F est une fente miroir légèrement inclinée sur l'axe optique. Le faisceau est repris par un objectif O, puis un miroir plan M7. L'image de la fente peut être observée visuellement, ou photographiée, à l'aide d'un ensemble constitué par un dispositif Reflex, CR, et une chambre Leica, L. Ca est la caméra « Ika » utilisée dans la méthode de balayage. Elle est entraînée par le petit moteur m2.

ÉQUIPEMENT DU SPECTROGRAPHE

Pour certains travaux (étude de l'effet Evershed en particulier) il peut y avoir intérêt à donner à la

fente une orientation particulière par rapport à l'image solaire. Par exemple, on peut vouloir prendre un spectre de tache suivant la direction tache-centre du soleil, ou, au contraire, suivant la normale à cette direction. Ceci était obtenu à l'aide d'un petit appareil que nous avons appelé « rotateur d'image » et qui, interposé sur le faisceau solaire, une vingtaine de cms avant la fente, permettait de faire tourner l'image d'un angle donné. Le schéma de ce type d'appareil est classique. Il

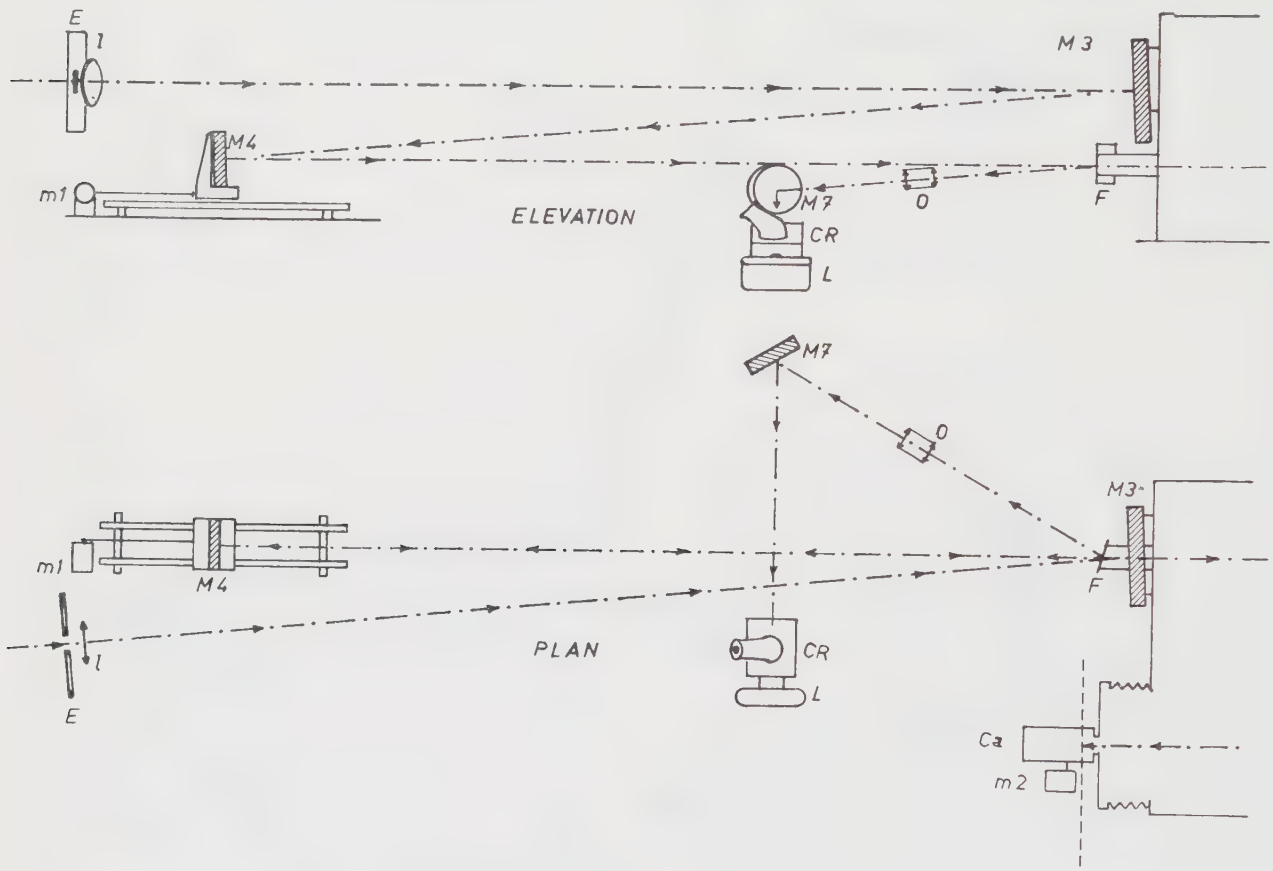

Fig. 2.

est constitué par 3 miroirs plans. Les miroirs 1 et 3 forment un dièdre de 120° dont le plan bissecteur est normal à l'axe optique. Le plan du miroir 2 est parallèle à l'axe optique et à l'arête du dièdre.

Le rayon correspondant au centre du faisceau tombant sur le 1er miroir est renvoyé sur le second puis sur le 3me ; il ressort de cet ensemble sans être dévié, mais l'image observée est symétrique de l'image primitive par rapport au plan contenant les normales au centre des trois miroirs. La rotation de cet appareil autour de l'axe optique permet, par conséquent, de donner à l'image une orientation quelconque.

Équipement photographique

La longueur de spectre disponible au plan focal du spectrographe était de 24 cm.

Les documents photographiques que nous avons utilisés ont été de 3 types :

1° Plaques « Kodak Spectroscopic » 9 × 24 cm : par plaque 4 spectres de 240 mm de longueur et 17 mm de hauteur (correspondant à 14 mm de hauteur utile sur la fente).

2° Spectres sur bandes de 24 cm de pellicule « Kodak Microfile » 35 mm.

3° Films pris avec une caméra « Zeiss Ika » 35 mm et donnant des séries d'images d'une région spectrale de 24 mm de largeur ; hauteur du

spectre : 18 mm (méthode dite de « balayage spectroscopique »).

II. Méthodes d'observation.

Deux méthodes d'observation ont été utilisées.

La première consistait à prendre plusieurs spectres successifs couvrant un domaine spectral aussi étendu que possible avec une position particulière de la fente du spectrographe par rapport au détail solaire étudié. En particulier, fente bissectant, suivant une direction passant par le centre du soleil, une tache située près du bord. L'abondance des informations résultant du grand nombre de raies photographiées donnait alors, par l'étude des niveaux de formation, des renseignements sur l'évolution en profondeur des phénomènes étudiés.

Ce genre de travail a d'abord été effectué avec des plaques 9 × 24 cm « Kodak Spectroscopic » ; puis, après que nous nous fûmes aperçu que la mesure des effets Doppler-Fizeau était limitée par la granulation photographique, avec de la pellicule 35 mm « Kodak Microfile » montée d'abord à l'aide d'intermédiaires dans les châssis 9 × 24 puis contenue dans un châssis à magasin spécial, réalisé à l'atelier de l'Observatoire, et pouvant contenir plusieurs mètres de films.

La deuxième méthode consistait, en se limitant alors à une région spectrale ne contenant que 3 ou 4 raies, à prendre un grand nombre de spectres en faisant évoluer progressivement la position de l'image solaire par rapport à la fente, de façon à obtenir des renseignements sur toute une région du disque et non plus seulement sur une ligne privilégiée.

C'est la méthode que nous avons appelé « balayage spectroscopique ». On procédait de la façon suivante : l'image solaire défilait lentement sur la fente, ce qui était obtenu en alimentant le moteur électrique d'entraînement du coelostat à l'aide d'un oscillateur fournissant un courant alternatif de fréquence réglable (par exemple 48 périodes par seconde).

D'autre part le spectre était enregistré à raison d'une image toutes les deux secondes, à l'aide d'une caméra « Zeiss Ika » 35 mm. Une variante d'utilisation de ce procédé consistait à « balayer » systématiquement la même région solaire pendant quelques minutes. L'examen du film obtenu montrait que quelques images possédaient une finesse et une définition bien supérieures à la moyenne. Elles correspondaient évidemment aux brefs instants d'apaisement de la turbulence atmosphérique, imprévisibles *a priori*. Ce sont des images ainsi sélectionnées que nous avons utilisées dans notre étude des relations entre effets Doppler-Fizeau des raies et intensité de la granulation photosphérique.

PREMIÈRE PARTIE

CONTRIBUTION A LA CONNAISSANCE DE L'EFFET EVERSHED

Résumé des recherches sur l'effet Evershed

Les mouvements radiaux qui animent la matière dans les taches solaires et auxquels Evershed a donné son nom furent découverts spectroscopiquement par cet astronome en 1909 [8], [9], [10], [11], [13].

Les spectres, concernant des taches situées en différents points du disque et pris avec des orientations variées de la fente par rapport au rayon du disque solaire, montraient des torsions des raies, par effet Doppler-Fizeau, qui s'expliquaient en admettant que la matière, à l'intérieur de la tache, était animée de mouvements grossièrement horizontaux, dirigés vers l'extérieur et présentant une approximative symétrie radiale par rapport à l'axe vertical au centre de la tache. Les vitesses étaient de l'ordre de 1 à 2 km/s, présentaient un maximum au bord de la pénombre et décroissaient rapidement ensuite. Evershed ne trouva pas de composantes tangentielles systématiques mais détermina également une vitesse de descente dans l'ombre, de 0,4 km/s.

En 1913 un travail de St-John [29], portant sur quelques centaines de raies spectrales, confirmait les résultats d'Evershed. Il trouvait également que les vitesses mises en évidence étaient plus grandes pour les raies du fer de faible intensité que pour les fortes, et que les mouvements se prolongeaient sensiblement au delà de la pénombre. Il signalait aussi une inversion des vitesse pour les raies telles que K3 qui se forment dans les couches supérieures de la chromosphère.

En 1932, Abetti [1] effectuait des mesures sur 26 taches, par comparaison avec des spectres pris au centre du disque. Il trouva pour les différentes taches des vitesses fort différentes allant de 0,2 à 5,8 km/s. Il trouva aussi quelquefois des vitesses

tangentielles importantes et conclut que le phénomène est très variable d'une tache à l'autre.

G. Calamaï publia en 1934 [6], une méthode pouvant permettre de déterminer à partir des mesures d'effet Doppler-Fizeau la valeur d'une composante tangentielle systématique. Il utilisa cette méthode à partir des mesures effectuées sur 5 taches et trouva que les trajectoires de la matière sont des spirales logarithmiques dextrogires ou sénestrogires avec composante d'enfoncement pour une tache, d'élévation pour trois autres et dans les deux sens pour la dernière. Il est possible que l'axe de la spirale soit incliné par rapport à la verticale solaire. Il convient de remarquer que ces résultats sont obtenus à partir de 5 taches de types très hétérogènes.

Une discussion du travail d'Abetti publié en 1951 par R. Michard [19] met en évidence une diminution des vitesses mesurées avec l'augmentation de la distance de la tache au centre du soleil. Tenant compte de la variation du niveau de formation des raies avec cette distance au centre, Michard trouve qu'elle confirme la variation des vitesses Evershed avec la profondeur que l'on pouvait déjà déduire des résultats de St-John. Il trouve également que les vitesses mesurées varient dans le même sens que les champs magnétiques et les aires des taches.

En 1952, H. H. Plaskett et T. D. Kinman [25], [16] publiaient à leur tour un travail sur cette question. Les mesures portaient sur 15 raies ; les vitesses de 237 points dans une tache et la photosphère avoisinante, avaient été déterminées, par la méthode des moindres carrés, avec, comme hypothèse, la symétrie de révolution.

Le mouvement trouvé présente un maximum d'environ 2 km/s au milieu de la pénombre. Les composantes tangentielles et verticales obtenues sont considérées comme non significatives parce que plus petites que les erreurs de mesures.

Mesures des effets Doppler-Fizeau sur nos spectres

Conditions a remplir.

Une vitesse radiale de 1 km/s, déjà fort élevée correspondait sur nos clichés à un $\Delta\lambda$ de 0,02 mm. D'autre part il ne pouvait être question de faire des mesures absolues de longueur d'onde en se rapportant à des raies telluriques, fort rares dans le domaine choisi. Outre la difficulté de ces mesures et les restrictions qu'elles imposaient dans le choix des raies (proximité d'une raie tellurique d'intensité suffisante), il nous aurait fallu tenir compte, dans le dépouillement, des divers facteurs modifiant par effet Doppler-Fizeau la longueur d'onde de la raie considérée (vitesse relative terre-soleil, vitesse de rotation des couches où se trouvait la tache, etc.).

Les $\Delta\lambda$ que nous voulions mesurer doivent donc se comprendre comme l'écart des points de la raie présentant la torsion Evershed avec la droite joignant des points aussi éloignés que possible de la tache et qui était sensée représenter la raie non perturbée.

Notre problème se délimitait ainsi : pouvoir effectuer dans un champ rectangulaire correspondant à quelques Angströms dans le sens de la dispersion (nécessaires pour l'identification commode de la raie) et à quelques dizaines de secondes d'arc dans le sens perpendiculaire, des mesures de $\Delta\lambda$ dont la précision soit de l'ordre du millième d'Angström. Sur nos clichés cela se traduisait par un champ utile de 17 mm de longueur sur 3 mm de hauteur, la précision à obtenir pour les mesures dans le sens de la hauteur étant du millième de mm.

Il fallait évidemment passer par un dispositif agrandisseur exempt de distorsion. La précision requise pour la mesure effective de l'image diminuait avec l'agrandissement. Par contre, les difficultés d'éclairement, d'encombrement de l'appareil de mesure et surtout de pointé du centre de la raie augmentaient avec lui. C'est en tenant compte de ces divers facteurs que nous avons étudié et construit l'appareil de mesure décrit ci-dessous.

Description de l'appareil de mesure.

L'ensemble de l'appareil est monté dans une lourde table de chêne assurant une bonne stabilité.

Les diverses parties qui le constituent sont :

1° Un dispositif d'éclairement complètement enfermé, sauf chicanes de ventilation, et comprenant lampe, miroir réflecteur et condenseur.

2° Un châssis porte-plaque ou porte-film spécial.

3° Un objectif Cinor B de 20 mm de focale ouvert à f/2,5. L'agrandissement réalisé par cet objectif fut primitivement de 50, il fut ensuite ramené à 35 pour augmenter le champ solaire mesurable.

4° Un miroir plan de renvoi.

5° Un verre dépoli, à grain très fin, de 55 cm de longueur et de 15 cm de largeur monté dans une sorte de pupitre.

6° Le dispositif de mesure proprement dit, monté sur le pupitre.

L'axe optique de l'appareil est d'abord dirigé

vers le bas, puis brisé par le miroir plan et renvoyé vers le haut. L'image qui se forme sur le verre dépoli est observée par dessus et par transparence. Cette disposition a été adoptée pour des raisons de commodité d'emploi et d'encombrement minimum.

La lampe possède un filament formant une plage carrée sensiblement homogène. Elle est alimentée par l'intermédiaire d'un « Réguvolt », ce qui assure un éclairement très constant. Cette condition est indispensable. Nos essais ont montré que des différences d'éclairement provoquent des variations systématiques des pointés du centre de certaines raies, à profil plus ou moins dissymétrique.

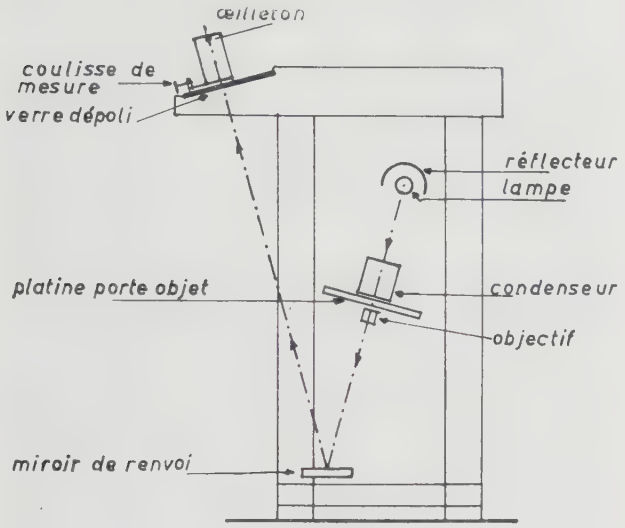

FIG. 3.

Le châssis porte-objet a été réalisé par l'atelier de mécanique de l'Observatoire. Il peut être utilisé soit pour les plaques 9 × 24 cm, soit pour les films 35 mm. Dans le cas des films la pellicule est vigoureusement pressée entre deux plaques de verre mince. La pression est obtenue par des vis et il s'est révélé absolument nécessaire qu'elle soit très énergique, la moindre déformation du film sous l'influence de la chaleur faussant complètement les mesures. Le châssis proprement dit est monté dans un dispositif assez complexe permettant de le déplacer suivant deux translations perpendiculaires et une rotation dans le plan qu'elles déterminent.

Tous ces mouvements sont commandés par vis micrométriques et permettent d'amener un point quelconque d'une plaque de 9 × 24 cm sur l'axe optique ainsi que d'orienter l'image d'une raie avec la précision désirable.

Le dispositif de mesure est constitué par une règle d'acier de 70 cm de longueur, parfaitement dressée. Contre elle peut glisser un sabot d'aluminium portant en deux points et appuyé, sur la règle, par un ressort. Sur ce sabot est fixée une petite coulisse à vis micrométrique permettant un déplacement précis dans le sens perpendiculaire à la règle. Enfin sur la partie mobile de la coulisse est ajustée une plaque d'aluminium percée d'une petite fenêtre de 15 × 20 mm.

Cet ensemble est monté sur le pupitre et la plaque percée de la fenêtre glisse contre le verre dépoli. C'est à travers celle-ci qu'on observe une petite portion de l'image de la raie. On peut centrer, par rapport à elle, des repères interchangeables que l'on fixe sur la fenêtre et dont nous parlerons plus loin.

Une graduation portée par la règle permet de déterminer la position du sabot au demi-millimètre près, précision très suffisante dans le sens des abscisses, c'est-à-dire le long de la raie. Dans le sens perpendiculaire (ordonnées) la position de la partie mobile de la coulisse, solidaire de la fenêtre, peut être lue au 1/50 de mm.

Divers écrans repères ont été essayés pour déterminer ceux qui nous donnaient la meilleure précision de pointé. En particulier nous avons réalisé des positifs de raies artificielles de diverses largeurs et intensités. L'utilisation de ces positifs rappelle la méthode « positifs sur négatifs » imaginée par EVERSHED [12]. Le centrage correct du positif et de l'image négative de la raie se traduit par une teinte plate. Un décalage de 0,05 mm est sensible.

Pour que la méthode soit efficace, il faut que le repère ait un profil photométrique aussi symétrique que possible de celui de la raie étudiée. L'analogie totale n'est pas possible parce que ce dernier se modifie entre la tache et la photosphère. Nous choisissions, dans un échantillonnage d'une quarantaine d'écrans, celui qui paraissait être un intermédiaire entre les aspects que prenait la raie dans la pénombre et la photosphère.

Le côté gélatine de nos écrans repères était naturellement contre le dépoli où se formait l'image. Mais un intervalle de l'ordre d'un demi-millimètre existait entre eux. Ceci nécessitait de prendre des précautions contre un effet de parallaxe. Un œilleton, occupant une position fixe par rapport à la fenêtre, permettait de faire la visée dans des conditions toujours identiques.

CONTROLE ET ESSAIS

Après la construction de l'appareil, divers contrôles furent entrepris.

1° Linéarité de la règle :

L'essai consista à mesurer tous les cm les ordon-

nées correspondant aux pointés d'un fil de nylon noir tendu derrière le verre dépoli. Les mesures pour chaque point furent recommencées trois fois et les moyennes considérées.

Leur report donne une courbe légèrement sinueuse autour d'une droite. Aucune courbure d'ensemble n'est sensible. L'écart maximum avec la droite est de 3 divisions (0,06 mm).

2° Distorsion éventuelle de l'objectif :

1er essai : un fil noir tendu sur le verre dépoli fut photographié à l'aide de l'objectif sur une plaque à grain ultra-fin « Kodak », montée à la place usuelle de l'objet.

Après développement et séchage, la plaque comportant l'image du fil fut remise en place retournée. L'image se superposant exactement avec le fil, ce procédé ne permit pas de déceler de distorsion appréciable.

2e essai : une portion de réglette de Wilk reproduite par contact sur plaque à grain ultra-fin, fut mise à la place de l'objet. On mesura ensuite l'écart séparant l'image, sur le verre dépoli, de chacune des divisions millimétriques de la réglette. On trouva en mm : 46,5 ; 46,5 ; 46,5 ; 46,4 ; 46,5 ; 46,5 ; 47,0 ; 46,7 ; 47,0 ; 47,0.

En supposant la réglette de Wilk parfaite, ceci mettait en évidence une très légère distorsion : 1/100 d'écart entre la mesure, au centre et au bord du champ, de divisions équidistantes. De plus nous obtenions une valeur exacte de l'agrandissement : 46,6. Ces mesures furent effectuées au cours de l'automne 1957 et nous considérâmes alors qu'aucune correction n'était à effectuer pour compenser la distorsion ou la courbure de la règle. Cependant l'expérience des premiers résultats obtenus nous amena ensuite à diminuer l'agrandissement pour avoir sur notre verre dépoli une portion plus grande du champ couvert par l'objectif. En 1958 l'agrandissement fut ramené à 34,4. De nouveaux essais similaires aux précédents furent entrepris. Nous utilisâmes en particulier deux mesures successives, après retournement d'un objet constitué par un trait fin. La moyenne des mesures des points de même abscisse donne la représentation par notre appareil d'une ligne théoriquement droite. Une légère courbure fut mise en évidence (flèche de 0,3 mm pour 50 cm de corde).

Nous avons pu ainsi introduire une correction pour les mesures effectuées après la modification de l'appareil.

Choix des écrans repères. Précision des pointés.

Des essais de précision des pointés avec divers écrans repères ont été effectués. Ils consistaient, étant donnée une portion de raie spectrale et un certain écran repère placé dans la fenêtre de l'appareil de mesure, à effectuer une vingtaine de pointés successifs de la même région et à déterminer l'écart quadratique moyen des mesures. Pour les grosses raies (intensité comprise entre 7 et 3) les meilleurs résultats ont été obtenus en choisissant un écran repère réalisant la « teinte plate » avec la raie. L'écart quadratique moyen est alors de 3 à 4 divisions du tambour de lecture (0,06 à 0,08 mm). Pour ce type de raie, les pointés réalisés avec un gros fil noir comme repère donnaient également une bonne précision, mais semblaient moins commodes. Les pointés réalisés avec un fil fin donnaient une précision inférieure (4 à 7 divisions). Pour les raies fines et nettes, le pointé avec le fil noir relativement fin (1/4 de la largeur de la raie) s'avérait le plus commode et donnait une précision de l'ordre de 3 divisions. Une précision de pointé de l'ordre de 3,5 divisions (0,07 mm) correspondait sur le spectre original à 0,0014 mm, soit pour 5000 Å environ 70 m/s de vitesse radiale.

CHAPITRE I

RECHERCHES SUR LA RÉPARTITION EN PROFONDEUR DES VITESSES EVERSHED

Il est particulièrement aisé en examinant un spectre solaire qui, comme les nôtres, montre l'effet Evershed dans une tache, de constater qu'il se traduit, pour les différentes raies, par des torsions Doppler-Fizeau d'amplitudes extrêmement variables. Il est maintenant bien connu que, pour un même élément, l'effet est généralement plus marqué pour les raies faibles que pour les fortes, ce qui revient à dire qu'il est plus marqué pour les raies se formant dans les couches les plus profondes.

Nous avons essayé d'établir la relation entre l'amplitude de l'effet Evershed relatif à une raie et la profondeur de formation de cette raie.

Il nous fallait pour cela :

1° Mesurer la valeur des maxima de $\Delta\lambda$ pour un assez grand nombre de raies, *dans un même spectre*, ou, au moins, dans des spectres pris dans des conditions identiques (même tache, mêmes centrage et orientation de la fente).

2° Essayer de déterminer la profondeur corres-

pondant à chaque mesure, ce qui est rendu possible par la théorie du niveau de formation des raies.

Documents utilisés.

Après un examen qualitatif des spectres pris au cours de 1956 et au début de 1957 nous avons choisi, pour cette étude, une série concernant une tache moyenne, à peu près circulaire, visible le 1er mai 1957, à 40° du bord Ouest, à la latitude de — 12°.

Le rotateur d'images avait été utilisé et la tache était approximativement bissectée par la fente suivant un rayon solaire, ce qui permettait d'obtenir les composantes Doppler-Fizeau maximum. L'orientation était effectuée de la façon suivante : la portion du disque transmise par le rotateur était assez grande pour permettre de voir le bord du soleil. Il était donc relativement facile d'amener celui-ci à être normal à la fente. On peut estimer que l'orientation cherchée était obtenue à moins d'un degré près.

Les spectres furent pris sur pellicule « Microfile Kodak » dans le deuxième ordre et couvraient le domaine allant des raies D à l'ultra-violet. Des écrans, placés derrière la fente, permettaient de couper les ordres parasites. Les temps de pose, variables avec la région spectrale, allaient de 1 à 12 secondes.

Le domaine couvert était surabondant pour notre but. Mais son amplitude nous a donné une plus grande aisance pour le choix des raies à mesurer en nous permettant de tenir compte à la fois des caractéristiques liées théoriquement à la profondeur et de la qualité des documents.

Pour des raisons de commodité d'interprétation théorique nous nous sommes limité à des raies de Fe I et Ti I. Notre choix a porté finalement sur 124 raies d'intensité Rowland comprise entre— 1 et 7 situées dans l'intervalle $\lambda\lambda$ = 5040-5404.

Détail des mesures

Le petit schéma ci-dessous montre l'aspect d'une raie spectrale présentant l'effet Evershed classique et la position en abscisses des points sur lesquels ont porté nos mesures.

Elles ont consisté, pour chacune des raies, à déterminer, par rapport à une origine arbitraire, les ordonnées des points x_1, x_2, x_3 et x_4, x_5, x_6 (situés aux deux extrémités du champ visible dans l'appareil de mesure) et des points a_1, a_2, a_3 et b_1, b_2, b_3 correspondant aux deux maxima Evershed.

Les mesures relatives aux x permettaient de vérifier le parallélisme de la règle de mesure et de la raie et, si le manque de parallélisme était trop important, de corriger convenablement l'effet Evershed mesuré.

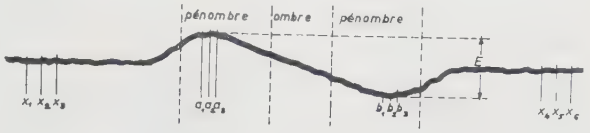

Fig. 4.

On calculait ensuite A et B, moyennes des ordonnées de a_1, a_2, a_3 et de b_1 b_2, b_3. La quantité E = A — B, exprimée en cinquantièmes de millimètres sur l'agrandissement, était proportionnelle à l'effet Evershed.

En admettant que la torsion est symétrique par rapport à la position moyenne de la raie et que, par conséquent, la mesure de E correspond au double des vitesses radiales V_r à mettre en évidence, un calcul simple donne le coefficient de proportionnalité.

On trouve :

$$V_r \simeq 12 \text{ m/s} \times E.$$

Enfin, en admettant également que le vecteur vitesse Evershed, V_E, est horizontal et radial autour du centre de la tache, en a, compte tenu de la position sur le disque de la tache mesurée (sin θ = 0,75) :

$$V_E \simeq 16 \text{ m/s} \times E.$$

Nous avons précédemment essayé d'évaluer la précision donnée par les pointés pour chaque détermination de V_r et nous avons admis une erreur probable de l'ordre de $\pm$ 4 divisions du tambour de lecture (unités dans lesquelles E est exprimée).

La détermination de E résulte finalement de la moyenne de 6 pointés, et la précision devrait donc être théoriquement multipliée par $\sqrt{6}$. Toutefois d'autres causes d'erreur fort difficiles à évaluer, telles que les variations d'intensité sur une même raie ou la variation de profil, ont pu s'introduire. Il nous a donc paru convenable de prendre une marge de sécurité et d'admettre que nos vitesses étaient déterminées à $\pm$ 50 m/s.

Nous avions donc finalement :

$$V_E \text{ (m/s)} \simeq 16 \text{ E} \pm 50.$$

Recherches préliminaires

Nos vitesses Evershed étant déterminées, nous avons commencé par rechercher si quelque élément caractéristique des raies y était lié par un relation simple.

Ceci nous a amené à tracer les graphiques donnant les vitesses mesurées en fonction de :

a) l'intensité Rowland, raie photosphère : $I_\odot$;
b) l'intensité Rowland, raie tache : I_T ;
c) la différence $I_\odot - I_T$;
d) la largeur équivalente W ;
e) le potentiel d'excitation χ_i.

Les graphiques *a*, *b* et *d*, donnaient une dispersion à peu près équivalente et exprimaient assez grossièrement la relation déjà connue signalée en tête de ce chapitre. Les graphiques *c* et *e* ne montraient aucune corrélation.

Cette première exploration ne nous ayant amené aucun résultat net, sinon la confirmation que les vitesses dépendent de l'intensité des raies, nous avons essayé de préciser davantage en évaluant, pour chacune d'elles, le τ puis la profondeur géométrique de formation.

Détermination du τ de formation des raies.

Rappelons, pour mémoire, que la théorie développée par Minnaert [23], Claas [7] et Pecker [24] lie la largeur équivalente W d'une raie d'absorption *faible* (c'est-à-dire où le phénomène de saturation n'est pas apparu) à un certain nombre d'éléments dépendant de la transition de formation de la raie, du modèle d'atmosphère et de la profondeur optique τ des différentes couches qui lui donnent naissance.

On a :

$$(1)\quad \frac{W(m\text{Å})}{\lambda^2\,(\text{Å})} = 5{,}28.10^6\, A_{el}\, g_i f \times \int_0^\infty \frac{\psi.10^{-\chi_i\Theta}}{u_{n+1} + u_n.p_e.\psi}\,\frac{G}{\varkappa/p_e}\,d\tau,$$

avec :

A_{el} : abondance totale de l'élément par rapport à l'hydrogène.
g_i : poids statistique du niveau initial i de la raie.
χ_i : potentiel d'excitation du niveau i.
χ_n : potentiel d'ionisation de l'atome déjà ionisé n fois.
f : force d'oscillateur de la transition.
u_n : fonctions de partition tabulées par Claas.
ψ : $10^{-9{,}09}\,\Theta^{5/2}.10^{\chi n\theta}$.
$\varkappa$: coefficient d'absorption.
G : fonction de poids définie par

$$G(\tau) = \frac{1}{\mu}\,\frac{\int_\tau^\infty Be^{-t/\mu}\,dt/\mu - Be^{-\tau/\mu}}{\int_0^\infty Be^{-t/\mu}\,dt/\mu}.$$

avec $\mu = \cos\theta$ (θ angle de la ligne de visée et de la normale au soleil).

Le τ moyen de formation de raie est défini comme étant la valeur de τ qui partage en deux parties égales l'intégrale de l'équation (1).

Nous rappelons que cette équation est valable uniquement pour des raies faibles. Nous définirons donc comme ci-dessus le τ d'une raie *faible* ou *supposée faible*. Nous l'appellerons τ_{rf}.

Le τ moyen réel de formation d'une raie quelconque sera τ_r.

Le τ_{rf} est calculable à partir du modèle et des éléments caractéristiques de la raie.

Le passage au τ_r peut s'obtenir au moyen d'une relation établie par H. van Regemorter [26] et donnant, d'une part $\log W/\lambda$, d'autre part le rapport $\frac{\tau_r}{\tau_{rf}}$ en fonction de la même variable : $\log g.f.\,\lambda$.

Cette relation est établie en toute rigueur pour le centre du disque ($\mu = 1$) mais est déduite essentiellement des courbes de croissance. Or les courbes de croissance du fer et du titane varient fort peu avec θ, comme le montre, en particulier, un travail de M. Bretz [4]. Il était donc justifié d'utiliser sans modification les courbes de van Regemorter pour notre travail ($\mu = 0{,}7$).

Détermination des τ_{rf} en fonction de χ_i.

Le modèle utilisé est celui de R. Michard [20].

Remarquons immédiatement que les τ_{rf} étant calculés à partir de la définition donnée ci-dessus, il importe peu de remplacer la fonction à intégrer par une autre qui lui serait proportionnelle. Par ailleurs les courbes $\log\Theta\,(\tau)$ et $\log p_e\,(\tau)$ pour la photosphère et l'ombre sont pratiquement parallèles.

On peut donc considérer que nous n'avons pas sensiblement influé sur les résultats en utilisant pour la pénombre les valeurs $\Theta\,(\tau)$ et $p_e\,(\tau)$ données par R. Michard pour la photosphère.

La fonction de poids $G(\tau)$ dépend de λ et de μ. Nous avons pris λ constant et égal à 5200 Å, longueur d'onde moyenne de l'intervalle étudié. Nous avons d'autre part conduit le calcul de façon à pouvoir éventuellement utiliser des résultats intermédiaires pour une autre valeur de μ.

Pour cela nous avons posé :

$$H(\tau)_{5200} = \frac{\psi.10^{-\chi_i\Theta}}{(u_{n+1} + u_n.p_e.\psi)\,(\varkappa/p_e)}\,.G(\tau)\begin{matrix}\lambda = 5200,\\ \mu = 1\end{matrix}$$

et calculé un certain nombre de valeurs de cette fonction pour $\chi_i = 0,\ 1,\ 2,\ 3,\ 4$. A partir des

TABLEAU I

Caractéristiques des raies, τ, vitesses

λ	El.	$I_\odot$	I_T	log W/λ	χ_i	$\tau_{r.f.}$	$\tau_r/\tau_{r.f.}$	τ_r	V_E (km/s)
5 040,902	Fe	3	2	— 4,602*	4,25	0,137	0,15	0,021	0,34
5 048,454	»	3	2	— 4,758	3.94	0,120	0,3	0,036	0,94
5 049,825	»	6	8	— 4,488	2,27	0,069	0,1	0,007	0,35
5 051,636	»	4	7	— 4,606	0,91	0,046	0,15	0,007	0,46
5 054,647	»	1	1	— 5,102	3,62	0,105	0,7	0,074	1,22
5 060,079	»	3	7	— 4,858	0,00	0,035	0,45	0,016	0,94
5 064,654	Ti	3	7	— 4,718	0,05	0,036	0,3	0,011	0,59
5 065,201	Fe	2	2	— 4,794*	3,63	0,107	0,4	0,043	0,83
5 067,162	»	3	1	— 4,842	4,20	0,134	0,4	0,054	0,62
5 068,774	»	5	7	— 4,503	2,93	0,084	0,1	0,008	0,56
5 072,077	»	3	2	— 4,684	4,26	0,138	0,25	0,034	0,86
5 072,690	»	2	1	— 4,830	4,20	0,134	0,4	0,054	0,80
5 074,757	»	5	4	— 4,547	4,20	0,134	0,1	0,013	0,67
5 079,002	»	3	3	— 4,680	4,28	0,139	0,25	0,035	0,50
5 079,226	»	4	7	— 4,668	2,19	0,067	0,2	0,013	0,61
5 079,742	»	4	7	— 4,747	0,99	0,047	0,3	0,014	0,43
5 083,342	»	4	6	— 4,668	0,95	0,046	0,2	0,009	0,40
5 090,787	»	5	5	— 4,653	?				0,69
5 096,998	»	3	3	— 4,698	4,26	0,138	0,25	0,034	0,45
5 098,594	»	1	0	— 4,665	3,91	0,118	0,2	0,024	0,54
5 098,703	»	3	6	— 4,577	2,17	0,066	0,15	0,010	0,53
5 099,091	»	0	1	— 4,870	3,97	0,122	0,5	0,066	0,86
5 107,452	»	4	6	— 4,663	0,99	0,047	0,2	0,009	0,29
5 107,645	»	4	6	— 4,676	1,55	0,055	0,25	0,014	0,38
5 109,662	»	2	2	— 4,779	?		0,15		1,07
5 110,360	»	5	9	— 4,575	0,00	0,035	0,1	0,003	0,42
5 121,646	»	2	?	— 4,741*	4,26	0,138	0.3	0,041	0,74
5 123,723	»	3	3	— 4,623	1,01	0,047	0,15	0,007	0,26
5 127,363	»	3	5	— 4,727	0,91	0,046	0,3	0,014	0,40
5 129,658	»	1	— 1	— 4,932	3,93	0,119	0,55	0,065	1,01
5 131,475	»	2	0	— 4,720	2,21	0,067	0,3	0,020	0,64
5 133,692	»	4	3	— 4,377	4,16	0,132	0,15	0,020	0,26
5 137,388	»	3	3	— 4,661	?				0,53
5 139,260	»	4	5	— 4,380	2,98	0,085	0,15	0,013	0,30
5 139,468	»	4	5	— 4,350*	2,93	0,084	0,15	0,013	0,19
5 141,750	»	3	5	— 4,711	2,41	0,072	0,25	0,018	0,61
5 142,541	»	4	3	— 4,606*	4,24	0,137	0,15	0,021	0,54
5 142,932	»	3	4	— 4,571	0,95	0,046	0,15	0.007	0,27
5 145,105	»	1	1	— 4,940	2,19	0,067	0,55	0,037	1,04
5 147,483	Ti	0	4	— 5,088	0,00	0,035	0,7	0,024	0,88
5 148,061	Fe	2	1	— 4,789*	?				0,78
5 148,234	»	3	4	— 4,632	4,24	0,137	0,2	0,027	0,54
5 151,915	»	3	5	— 4,655	1,01	0,047	0,2	0,009	0,45
5 159 066	»	2	2	— 4,832	?				0,90
5 162,288	»	5	5	— 4,404	2,60	0,076	0,1	0,008	0,40
5 164,560	»	1	1	— 5,033*	?				0,72
5 165,422	»	2	1	— 4,653	?				0,69
5 166,286	»	3	5	— 4,64	0,00	0,035	0,2	0,007	0,34
5 171,599	»	6	8	— 4,46	1,48	0,054	0,1	0,005	0,29
5 173,742	Ti	2	4	— 4,728*	0,00	0,035	0,3	0,010	0,59

Les log. W/λ marqués * sont ceux qui ont été tirés d'Allen et corrigés.

TABLEAU I (*suite*)

CARACTÉRISTIQUES DES RAIES, τ, VITESSES

λ	El.	$I_\odot$	I_T	log W/λ	χ_i	$\tau_{r.f.}$	$\tau_r/\tau_{r.f.}$	τ_r	V_E (km/s)
5 180,065	Fe	1	1	— 4,989*	4,45	0,149	0,6	0,089	0,61
5 184,275	»	2	1	— 4,934*	?				0,80
5 192,350	»	5	6	— 4,309	2,98	0,085	0,2	0,017	0,19
5 192,971	Ti	2	5	— 4,728	0,02	0,036	0,3	0,011	0,53
5 194,943	Fe	4	7	— 4,545	1,55	0,055	0,1	0,005	0,34
5 195,471	»	2	2	— 4,585	4,20	0,135	0,15	0,020	0,69
5 196,100	»	1	0	— 4,752	?				0,75
5 198,714	»	3	4	— 4,678	2,21	0,067	0,2	0,013	0,43
5 208,601	»	2	2	— 4,588*	3,23	0,092	0,15	0,014	0,80
5 210,386	Ti	3	6	— 4,768	0,05	0,036	0,35	0,013	0,26
5 215,185	Fe	3	4	— 4,538	3,25	0,093	0,1	0,009	0,56
5 216,278	»	3	4	— 4,534	1,60	0,056	0,1	0,006	0,18
5 217,395	»	3	4	— 4,634	3,20	0.091	0,2	0,018	0,45
5 223,191	»	0	0	— 5,278*	3,62	0,106	0,85	0,090	0,82
5 224,301	Ti	0	1	— 5,065	2,13	0,066	0,7	0,046	1,18
5 225,533	Fe	2	3	— 4,814	0,11	0,037	0,4	0,015	0,58
5 227,192	»	5	6	— 4,225	1,55	0,055	0,25	0,014	0,77
5 228,408	»	1	1	— 4,860	4,20	0,135	0,45	0,061	1,15
5 229,857	»	4	4	— 4,539	3,27	0,094	0,1	0,009	0,62
5 232,946	»	7	9	— 4,109	2,93	0,084	0,3	0,025	0,26
5 235,392	»	1	1	— 4,818*	2,58	0,075	0,4	0,030	0,85
5 242,495	»	2	3	— 4,712	3,62	0,106	0,3	0,032	0,74
5 243,798	»	1	1	— 4,887	4,24	0,137	0,5	0,068	1,02
5 247,052	»	1	3	— 4,919	0,09	0,036	0,55	0 020	0,74
5 250,212	»	2	1	— 4,881	0,12	0,037	0,5	0,018	1,26
5 250,650	»	3	4	— 4,652	2,19	0,067	0,2	0,013	0,80
5 251,976	»	0	— 1	— 5,030*	?		0,65		0,96
5 253,03	»	— 1	— 1	— 5,516	2,27	0,069	0,9	0,062	1,49
5 253,479	»	2	3	— 4,791	3,27	0,093	0,4	0,037	0,80
5 263,314	»	4	4	— 4,546	3,25	0,093	0,1	0,009	0,72
5 263,874	»	0	— 1	— 5,001*	3,56	0,103	0,6	0,062	0,90
5 266,562	»	6	8	— 4,248	2,99	0,085	0,2	0,017	0,16
5 273,176	»	3	4	— 4,619	3,28	0,094	0,15	0,014	0,66
5 281,800	»	5	9	— 4,562*	?		0,1		0,13
5 282,378	Ti	— 1	3	— 5,380	1,05	0,048	0,9	0,043	1,54
5 283,628	Fe	6	10	— 4,353	3,23	0,092	0 15	0,014	0 62
5 284,416	»	— 1	2	— 5,352*	3,62	0,106	0 9	0,095	1,20
5 285,12	»	0	— 2	— 5,293	4,42	0,147	0,85	0,125	1.17
5 288,533	»	2	2	— 4,944	3,68	0,108	0,6	0,065	1,02
5 292,593	»	0	— 1	— 5,184*	?				1,36
5 293,973	»	0	0	?	4,12				1,23
5 295,316	»	0	0	— 5,246	4,40	0,146	0,85	0,124	1,22
5 298,789	»	0	1	— 5,014*	3,63	0,107	0,65	0,070	1,30
5 302,307	»	5	7	— 4,462	3,27	0,093	0,1	0,009	0,70
5 307,365	»	3	5	— 4,734	1,60	0,056	0,3	0,017	0,72
5 315,07	»	1	0	— 5,182	4,35	0,143	0,8	0,114	1,26
5 320,048	»	0	1	— 5,456*	3,63	0,106	0,9	0,095	1,39
5 321,106	»	2	3	— 5,054	4,42	0,147	0,65	0,096	1,23
5 322,049	»	3	4	— 4,941	2,27	0,059	0,55	0,032	0,86
5 324,185	»	7	8	— 4,165	3,20	0,091	0,3	0,027	0,54

Les log. W/λ marqués * sont ceux qui ont été tirés d'ALLEN et corrigés.

TABLEAU I (*suite*)

CARACTÉRISTIQUES DES RAIES, τ, VITESSES

λ	El.	$I_\odot$	I_T	log W/λ	χ_i	$\tau_{r.f.}$	$\tau_r/\tau_{r.f.}$	τ_r	V_E(km/s)
5 326,154	Fe	1	1	— 5,076*	3,00	0,085	0,7	0,059	1,23
5 328,534	»	4	6	— 4,36	1,55	0,055	0,15	0,008	0,10
5 329,994	»	2	2	— 4,906	4,06	0,127	0,5	0,063	1,07
5 332,903	»	4	7	— 4,689	1,55	0,055	0,25	0,014	0,91
5 339,935	»	6	6	— 4,432	3,25	0,093	0,1	0,009	0,56
5 343,441	»	2	?	— 4,888*	?				1,18
5 364,874	»	5	6	— 4,507	4,43	0,148	0,1	0,015	0,83
5 365,403	»	3	4	— 4,811	3,56	0,103	0,4	0,041	0,80
5 367,470	»	6	7	— 4,458	4,40	0,146	0,1	0,015	0,74
5 369,965	»	6	6	— 4,418	4,35	0,143	0,1	0,014	0,62
5 376,849	»	0	— 1	?	4,28				1,04
5 379,580	»	3	4	— 4,944	3,68	0,108	0,55	0,059	1,06
5 383,374	»	6	7	— 4,366	4,29	0,139	0,15	0,021	0,69
5 386,341	»	1	2	— 5,268	4,14	0,131	0,85	0,111	1,49
5 389,461	»	3	4	— 4,702	4,40	0,146	0,25	0,036	1,06
5 391,493	»	2	2	— 4,78	4,14	0,131	0,35	0,046	1,34
5 391,78	»	— 1	2	— 5,232*	2,68	0,078	0,8	0,062	1,39
5 393,174	»	5	7	— 4,447	3,23	0,092	0,1	0,009	0,86
5 395,25	»	0	— 2	— 5,333	4,43	0,137	0,9	0,123	1,20
5 397,131	»	7	14	— 4,313	0,91	0,046	0,2	0,009	0,42
5 397,60	»	1	0	— 5,382*	3,62	0,106	0,9	0,095	0,40
5 398,285	»	3	4	— 4,791	4,43	0,137	0,4	0,055	0,93
5 403,823	»	2	2	— 4,883*	4,06	0,126	0,5	0,063	1,33
5 404,144	»	5	6	— 4,315	4,42	0,136	0,15	0,020	0,75

Les log. W/λ marqués * sont ceux qui ont été tirés d'ALLEN et corrigés.

courbes $G(\tau)$ pour $\mu = 1$ et $\mu = 0{,}7$ nous avons établi le rapport de ces deux fonctions pour les valeurs de τ déjà considérées. Nous avons pu ensuite calculer les intégrales

$$\int_0^\infty H_{5200} \frac{G(\mu = 0{,}7)}{G(\mu = 1)} d\tau,$$

et déterminer les valeurs de τ_{rf} pour $\chi_i = 0, 1, 2, 3, 4$.

Nous en avons déduit une courbe τ_{rf} (χ_i) valable pour notre intervalle spectral et notre position de tache.

Détermination des τ_r.

Le travail préliminaire étant accompli, il suffisait, pour déterminer le τ_r relatif à chaque raie, de la connaissance de deux caractéristiques : le potentiel d'excitation χ_i permettant de déterminer le τ_{rf} et la largeur équivalente W donnant par les courbes de VAN REGEMORTER le rapport τ_r/τ_{rf}.

Ces deux données ont été tirées des tables de Barbara BELL [3] et C. W. ALLEN [2].

Nous avons été obligés de faire appel aux deux auteurs pour combler les lacunes mais nous avons constaté, entre les valeurs données pour W, une différence qui présentait une allure systématique en fonction de la longueur d'onde. Nous avons donc établi une fonction de proportionnalité entre les deux séries de W, ce qui nous a permis d'obtenir une relative homogénéité. Les W utilisés sont finalement ceux de B. BELL complétés par ceux d'ALLEN ramenés à BELL.

Il est évident qu'il ne faut pas accorder une valeur trop absolue aux τ déterminés par la méthode exposée ci-dessus. En particulier l'examen des graphiques de REGEMORTER montre que pour les valeurs de log W/λ comprises entre— 4 et — 5, qui sont justement celles qui correspondent au plus grand nombre de nos raies mesurées, une erreur relativement peu importante sur W entraîne une forte variation du rapport τ_r/τ_{rf}.

D'autre part, la diversité même des chiffres

TABLEAU II

τ ET V_E CLASSEMENT PAR GROUPES DE VITESSES

km/s	0-0,25		0,25-0,50		0,50-0,75		0,75-1,00		1,00-1,25		1,25-0,00	
	τ	V	τ	V	τ	V	τ	V	τ	V	τ	V
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	0,013	0,19	0,021	0,34	0,011	0,59	0,036	0,94	0,074	1,22	0,018	1,26
	17	19	7	35	54	62	16	94	65	1,01	62	1,49
	6	18	7	46	8	56	43	83	37	1,04	43	1,54
	17	16	14	43	13	67	34	86	46	1,18	70	1,30
	8	10	9	40	35	50	54	80	61	1,15	114	1,26
			34	45	13	61	66	86	68	1,02	95	1,39
			9	29	24	54	24	88	95	1,20	111	1,49
			14	38	10	53	14	80	125	1,17	46	1,34
			3	42	41	74	90	82	65	1,02	62	1,39
			7	26	20	64	14	77	124	1,22	63	1,33
			14	40	18	61	30	85	96	1,23		
			20	26	21	54	13	80	59	1,23		
			13	30	27	54	37	80	63	1,07		
			7	27	10	59	62	90	59	1,06		
			9	45	89	61	32	86	36	1,06		
			8	40	11	53	14	91	123	1,20		
			7	34	20	69	15	83				
			5	29	9	56	41	80				
			5	34	15	58	9	86				
			13	43	9	62	55	93				
			13	26	32	74						
			18	45	20	74						
			25	26	9	72						
			9	42	14	66						
			95	40	14	62						
					9	70						
					17	72						
					27	54						
					9	56						
					15	74						
					14	62						
					21	69						
					20	75						
"	5		25		33		20		16		10	
MOYENNE.	0,012	0,16	0,015	0,36	0,021	0,63	0,035	0,85	0,075	1,13	0,068	1,38

publiés par les divers auteurs pour log W/λ et même pour χ_i montre que ces quantités ne sont pas encore déterminées avec beaucoup de sécurité.

L'incertitude due au modèle, à laquelle s'ajoute cette cascade d'imprécisions, devait évidemment amener des écarts importants ; d'où la nécessité de considérer un assez grand nombre de raies avec l'espoir que le jeu des moyennes atténuerait l'effet des erreurs accidentelles.

Le tableau I ci-dessus donne les divers éléments concernant les raies utilisées, le τ obtenu et la vitesse Evershed, mesurée comme nous l'avons vu précédemment.

Le tableau II correspond à un classement par

groupes de vitesses : 0-0,25 km/s ; 0,25-0,50 ; 0,50-0,75 ; etc... Il a permis d'obtenir les moyennes des τ_r et des vitesses dans chaque groupe.

Les figures 5 et 6 traduisent graphiquement les résultats des deux tableaux. Nous rappelons qu'il s'agit de résultats ne concernant qu'*une seule* tache d'aspect moyen.

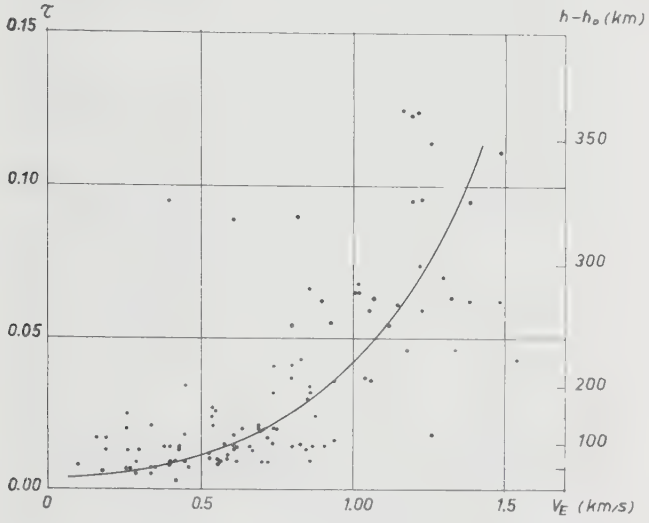

FIG. 5.

Sur ces deux figures les ordonnées sont également exprimées dans une échelle en km obtenue en établissant une relation approximative entre profondeur géométrique et τ de formation, dans la pénombre.

RELATION $h - h_0 = f(\tau)$.

Bien entendu, là encore l'incertitude des éléments disponibles ne permettait pas d'espérer autre chose que la détermination d'un ordre de grandeur. Le procédé le plus simple consistait à établir une simple moyenne des valeurs de $h(\tau)$ publiées par MICHARD, et concernant l'ombre et la photosphère [20]. On trouve une variation de h d'environ 400 km pour τ compris entre 0,01 et 0,08.

Nous avons essayé d'utiliser une méthode un peu plus correcte que la simple interpolation des profondeurs.

Remarquons d'abord que, comme nous l'avons déjà signalé, les courbes $\Theta(\tau)$ pour la photosphère et l'ombre sont très sensiblement parallèles, l'écart constant étant $\Delta\Theta_{(ph-0)} = 0{,}24$.

D'autre part, le rapport $\frac{\text{I pénombre}}{\text{I photosphère}}$ ($\lambda = 5000$) est pratiquement constant et égal

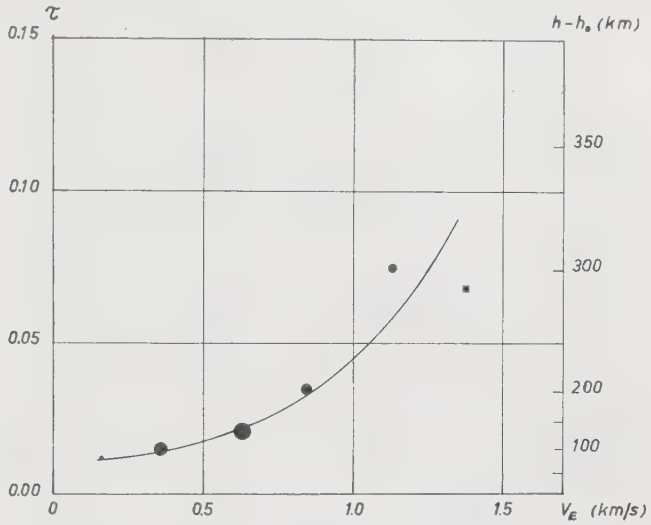

FIG. 6.

à 0,75 [20]. On en déduit une valeur de la température effective de la pénombre, $T_e = 5990°$; puis $\Theta_e = 0{,}843$, ce qui, comparé à Θ_e (photosphère) = 0,793 donne :

$$\Delta\Theta_{(ph-p\acute{e})} = 0{,}05.$$

On peut, à partir de cela, interpoler les courbes $\Theta(\tau)$, $p(\tau)$, $p_e(\tau)$ pour la pénombre en admettant qu'elles sont situées entre les courbes correspondantes pour la photosphère et l'ombre à une distance égale à $\frac{\Delta\Theta\ (ph - p\acute{e})}{\Delta\Theta\ (ph - 0)} = 5/24$ de l'intervalle qui les sépare.

Effectuant ensuite l'intégration de :

$$h = 4{,}16.10^6 \int_{\tau_0}^{\tau} \frac{d\tau}{p.p_e.\mathrm{K}(\Theta).\Theta},$$

on a une relation $h - h_0 = f(\tau)$ approximativement valable pour la pénombre.

CHAPITRE II

ESSAI D'ÉTABLISSEMENT D'UN CHAMP DE VITESSES EVERSHED

La méthode du balayage spectroscopique que nous avons décrite précédemment permet d'établir en tout point de la surface d'un groupe de taches la valeur *de la composante du vecteur vitesse sur la ligne de visée.*

Pour l'établissement complet du champ de vi-

tesses, deux autres composantes nous seraient nécessaires, mais nous sont inaccessibles dans l'état actuel des choses.

On est donc conduit, pour résoudre le problème d'une manière approchée, à utiliser une ou plusieurs des hypothèses suivantes rendues plausibles par les travaux déjà effectués sur la question :

1° Les vitesses Evershed sont grossièrement horizontales sur le soleil.

2° Dans le cas d'une tache circulaire, le champ présente une symétrie radiale.

3° Dans le cas d'une tache ou d'un groupe à forme compliquée, une loi simple lie le tracé des limites de la pénombre à la configuration du champ de vitesses, cette loi devant correspondre, dans le cas particulier d'une tache circulaire, à l'hypothèse 2. Par exemple : les lignes d'égale vitesse forment une famille de courbes dont les limites de l'ombre et de la pénombre sont deux cas particuliers ; ou encore : les gradients du vecteur V_E sont normaux aux limites de la pénombre.

4° Dans le cas d'une vieille tache n'évoluant pas beaucoup au cours de son passage sur le disque, le champ reste à peu près constant.

Les hypothèses 1 et 2 peuvent être considérées comme sûres à une certaine approximation près. Disons simplement que si le champ est exprimé dans un système de coordonnées cylindriques (r, Φ, u, v, w) axé sur la verticale au centre de la tache avec

u : composante radiale,
v : composante tangentielle,
w : composante verticale,

les valeurs de v et w sont petites vis-à-vis de u pour r constant et u varie peu avec Φ et dépend surtout de r.

Les hypothèses 3 et 4 ne sont que des hypothèses de travail que rien n'a permis de vérifier jusqu'ici.

Groupe complexe (19 juin 1957)

Il aurait semblé plus simple et préférable de commencer à étudier des taches simples ; le hasard des observations solaires à partir du moment où nous avons pu utiliser la méthode de balayage, a fait que nous avons d'abord disposé d'une bonne séquence de spectres sur un groupe complexe.

Ce balayage effectué le 19 juin 1957 portait sur un groupe situé à 22° N et 42° W. Il comportait, au Nord, deux grosses taches, en partie réunies par leurs pénombres, au Sud, un amas de petites taches. Circonstances qui ne simplifiaient pas l'interprétation, des éruptions y ont été signalées le 18 et le 19 et d'autres groupes importants existaient à proximité.

Les spectres pris sur pellicule Microfile 35 mm, dans le deuxième ordre, couvraient la région $\lambda = 5160\text{-}5175$ Å ; la vitesse de défilement était approximativement de 1″ pour 0,75 *s*. La cadence de prise de vue était de un spectre toute les deux secondes, la pose étant environ 1 seconde. Une quarantaine de spectres couvraient, la totalité du groupe.

La raie que nous avons choisie pour être mesurée est la raie du fer $\lambda = 5164$, 554 d'intensité Rowland sur photosphère et tache : $I_\odot = 1$ et $I_T = 1$.

Les mesures de l'effet Doppler-Fizeau ont été effectuées avec la machine à mesurer précédemment décrite. Toutefois pour les raisons déjà exposées nous avons été amené à modifier l'agrandissement qui était, dans ce cas, d'environ 35 fois. Une division du tambour de lecture correspondait alors à une vitesse radiale d'environ 30 m/s. La raie avait été choisie parce que la valeur de son intensité donnait une bonne commodité de pointé dans notre appareil. La méthode de mesure utilisée, amortissant en grande partie les erreurs accidentelles, on peut estimer que les vitesses radiales étaient déterminées à deux divisions près, soit 60 m/s. Cette méthode consistait à effectuer pour chacune des images de notre raie une série de mesures des ordonnées du centre couvrant toute la longueur visible de la raie et équidistantes de 1 cm, ce qui correspondait à un intervalle d'environ 3,7″ sur le soleil (46 mesures par raie). On repérait également sur chaque image la position d'une poussière visible sur le spectre (ce qui nous donnait une origine constante pour les abscisses) et les abscisses des limites de l'ombre et de la pénombre. On pouvait ensuite, par report graphique reconstituer l'image des fluctuations Doppler-Fizeau de la raie. L'origine était obtenue en annulant au mieux les ordonnées des extrémités de la raie. On a obtenu ainsi près de 1800 mesures de vitesses radiales (39 spectres).

Restitution

Le groupe étant complexe, la seule hypothèse que nous pouvions adopter dans ce travail était que le vecteur vitesse Evershed était horizontal.

Les éléments mesurés correspondent à la composante $\mathbf{V}_r$ de ce vecteur suivant la ligne de visée (perpendiculaire au plan du ciel).

Le vecteur $\mathbf{V}_E$ (fig. 7), supposé contenu dans le plan horizontal sur le soleil, peut être décomposé en deux vecteurs perpendiculaires : l'un, parallèle

à la droite d'intersection du plan du ciel et du plan horizontal, est perpendiculaire à $\mathbf{V}_r$, l'autre, porté par la ligne tache-centre du disque, est égal à $\mathbf{V}_r/\sin\theta$ (θ angle des deux plans).

Quelque soit donc la direction de $\mathbf{V}_E$ dans le plan horizontal sa projection sur la ligne horizontale passant par le centre apparent du disque est égale à $\mathbf{V}_r/\sin\theta$.

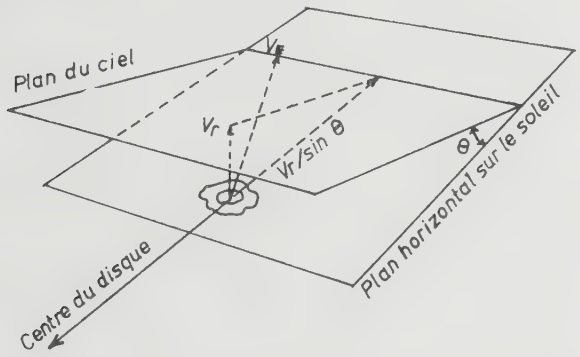

FIG. 7.

Les autres données nécessaires à la reconstitution du champ des projections de $\mathbf{V}_E$ sur la direction du centre du disque sont l'orientation de la fente et la direction du balayage. Les projections de ces deux droites et de la direction du centre sur le plan horizontal ont été déterminées graphiquement. On a ensuite porté les vecteurs proportionnels à $\mathbf{V}_r$ et les limites de l'ombre et de la pénombre. Le résultat est la figure 8.

L'examen du champ obtenu, s'il ne permet pas, comme nous l'espérions, de dégager une loi simple en fonction de la topographie de la tache, amène tout de même quelques remarques :

On aurait pu penser que, dans le cas d'une tache complexe, les $\mathbf{V}_E$ restaient orientés suivant une famille de courbes orthogonales aux limites ombre, pénombre, photosphère. Il semble qu'il n'en est rien.

Le phénomène a l'air de demeurer grossièrement radial autour du gros noyau NW. Il a l'air, par contre, tout à fait aberrant autour du noyau NE.

Il convient toutefois de remarquer que les clichés de la photosphère, qui montrent finement la structure du groupe, suggèrent que la séparation entre les deux noyaux n'est autre que ce que divers auteurs ont appelé un « pont ». Dans ce cas, il n'y aurait, en fait, qu'une seule tache, scindée en deux par un surplomb de matière photosphérique et dont la partie E serait gravement perturbée.

Un des spectres, au milieu de cette séparation (le 13e à partir de la gauche), indique des vitesses qui semblent anormales par rapport aux spectres voisins. Nous n'avons pas voulu, à son sujet, transgresser la règle que nous nous étions fixé pour déterminer la droite origine. Néanmoins, il semble très probable que la détermination de l'origine a été faussée par la présence loin de la tache (hors des limites du graphique qui ne correspond qu'à 120″ sur les 170 mesurées) d'une petite plage de vitesses photosphériques intenses. A ce sujet, l'étude de cette série et d'autres qui ont suivi, montre que des vitesses importantes peuvent exister d'une façon assez désordonnée, fort loin de la tache.

Enfin l'intensité, favorable sur ces spectres, de la raie choisie a permis d'obtenir des mesures de vitesses dans l'ombre. Il est assez remarquable de constater que, si elles ne semblent pas présenter de discontinuités entre ombre et pénombre pour le noyau W, par contre elles paraissent subir un brusque accroissement dans le noyau E, que nous supposons perturbé, et elles sont pratiquement inexistantes dans les petits noyaux S.

Ce qui précède amène à la conclusion que le phénomène Evershed présente *dans les groupes* une très grande complexité et qu'il semble difficile d'en améliorer la connaissance par comparaison avec l'aspect visuel du groupe. Peut-être la comparaison avec d'autres caractéristiques, en particulier le champ magnétique, nous permettra-t-elle, un jour, de le mieux comprendre.

TACHE SIMPLE
(TACHE DES 25, 27, 30 AVRIL, 1, 2, 3 MAI 1958)

L'étude précédente a montré l'intérêt qu'il y a à simplifier le problème en abordant l'étude d'une tache aussi régulière et stable que possible. Il semblait également fort intéressant de pouvoir suivre l'évolution d'une même tache au cours de son passage sur le disque. Ce n'est qu'au cours du printemps 1958 que nous avons pu avoir une série d'observations correspondant, à peu près, à ces desiderata.

La tache observée a traversé le disque entre le 23 avril et le 5 mai 1958. Ses coordonnées étaient : $B = -17°$, $L = +37°$. Elle se trouvait dans une plage faculaire assez vieille. Dans la partie E du disque elle s'est présentée sous l'aspect d'une tache sinon parfaitement circulaire, du moins bien régulière. Après le passage au centre, une amorce de « pont » issue de la région SE de la pénombre sembla vouloir scinder le noyau, sans que cette séparation se réalise complètement. Enfin le 3 mai un petit compagnon apparut au SW de la tache ; il y en avait 3 le 4 mai. Signalons aussi qu'une éruption, qui se terminait à peu près à l'heure où nous prenions nos spectres, fut signalée au SW de la tache le 30 avril.

Les observations furent effectuées le 25 avril ($L - L_0 = -53°$), 27 avril ($-26°$), 30 avril ($+13°$), 1er mai ($+29°$), 2 mai ($+39°$), 3 mai ($+52°$).

La méthode d'observation fut la même que celle utilisée pour la tache du 19 juin, le réseau travaillant également dans le deuxième ordre. Toutefois la raie choisie fut celle du fer 5691, 508 Å d'intensité $I_\odot$ et $I_T = 2$. Le choix de cette raie tenait à la présence dans son voisinage immédiat de raies atmosphériques, et surtout au fait qu'elle n'est pas sensible à l'effet Zeeman qui pourrait perturber les mesures d'effet Doppler-Fizeau. Nous n'avons pas utilisé les raies telluriques pour obtenir une origine absolue des longueurs d'onde, mais elles nous ont été très précieuses pour régler le parallélisme de la raie et de la règle d'acier de notre appareil à mesurer. Nous diminuions ainsi considérablement le risque d'erreur dû à la présence éventuelle d'un petit champ de vitesses à une extrémité de la partie mesurée.

Par contre l'intensité de la raie sur nos clichés rendait difficile, sinon impossible, le pointé dans l'ombre. Nos mesures ne portent donc que sur l'effet Evershed dans la pénombre et la photosphère adjacente.

Comme pour la tache du 19 juin, les pointés furent effectués tous les cm (3,7″) le long de la raie. Elles portaient sur un intervalle moyen de 3′, le noyau mesurant environ 17″.

L'intervalle séparant chaque spectre était légèrement variable d'une observation à une autre et, en moyenne, de 1,5″.

Pour chaque observation, environ cinquante images de la raie furent reportées à intervalles équidistants, sur un même graphique, en marquant les limites ombre, pénombre, photosphère. On avait ainsi une série de représentations de la raie superposées à une image déformée de la tache et permettant de relever les vitesses radiales $\mathbf{V}_r$ en tout point de la pénombre et de la photosphère proche.

Remarquons immédiatement que la déformation résultait de la modification du rapport entre l'échelle des ordonnées et celle des abscisses. La transformation que subissait l'image de la tache n'était donc autre qu'une projection sur un certain plan.

Détermination des composantes du vecteur $\mathbf{V}_E$ moyen sur les lignes supposées d'égale vitesse

La méthode de dépouillement que nous avons utilisée est inspirée de celle exposée par Plaskett [25].

Rappelons brièvement en quoi consiste cette dernière :

Supposons que le vecteur lié $\mathbf{V}_E$ soit exprimé dans un système de coordonnées cylindriques (fig. 9) avec :

QZ : verticale solaire passant par le centre de la tache, prise comme axe du système de coordonnées,

QX : parallèle passant par le centre de la tache pris comme origine des Φ,

r, Φ ; coordonnées polaires de l'origine de $\mathbf{V}_E$, dans le plan $z = 0$,

u, v, w : composantes radiale, tangentielle et verticale.

Dans le cas où le champ présente la symétrie radiale autour de l'axe QZ, les vecteurs $\mathbf{V}_E$ dont l'origine se trouve sur une ligne $r = \text{Cste}$ auront leurs trois composantes u, v, w, constantes.

L'observation nous donne les composantes des $\mathbf{V}_E$ suivant la ligne de visée QO. Si l'hypothèse ci-dessus était rigoureusement vérifiée il suffirait de trois observations sur chaque ligne $r = \text{Cste}$ pour déterminer le champ. Bien entendu il n'en est rien. On est amené à traiter un grand nombre de mesures par la méthode des moindres carrés.

L'établissement des équations nécessite la connaissance des cosinus directeurs de QO dans le trièdre QXYZ. Nous avons simplifié les formules usuelles en considérant comme nul l'angle ($< 16'$) des deux droites observateur - centre de la tache, observateur - centre du soleil.

On a alors avec les notations habituelles :

$$\cos\gamma_1 = \sin(L - L_0)\cos B_0,$$
$$\cos\gamma_2 = \sin B \cos B_0 \cos(L - L_0) - \cos B \sin B_0,$$
$$\cos\gamma_3 = -\cos\theta.$$

Si $\mathbf{V}_r$ (1) est la composante de $\mathbf{V}_E$ suivant QO, on a, dans le système de coordonnées cylindriques précédemment défini :

$$\mathbf{V}_r = \mathbf{u}(\cos\Phi\cos\gamma_1 + \sin\Phi\cos\gamma_2),$$
$$+ \mathbf{v}(\cos\Phi\cos\gamma_2 - \sin\Phi\cos\gamma_1),$$
$$+ \mathbf{w}\cos\gamma_3.$$

(1) *Remarque :* La vitesse radiale $\mathbf{V}_r$ est, en toute rigueur, constituée de plusieurs éléments. Outre la vitesse que nous voulons mettre en évidence, c'est-à-dire celle résultant de l'effet Evershed, deux termes complémentaires s'ajoutent : la vitesse relative observateur-soleil et la vitesse résultant de la rotation du soleil.

La manière dont nous déterminons l'origine de nos $\Delta\lambda$ nous dispense de tenir compte des termes complémentaires, au moins dans la mesure où la différence de vitesse des couches n'est pas trop grande dans l'aire étudiée ; un calcul simple à partir de la formule de rotation ($\xi = 14°,37 - 2°,60\sin^2\varphi$) permet de l'évaluer.

On trouve qu'elle est de l'ordre de 20 m/s pour un intervalle de 5 degrés héliographiques et pour $\varphi = 20°$. Cette valeur est assez minime pour qu'il soit amplement justifié d'admettre que dans l'intervalle considéré la variation de vitesse est linéaire et tout à fait négligeable pour nous.

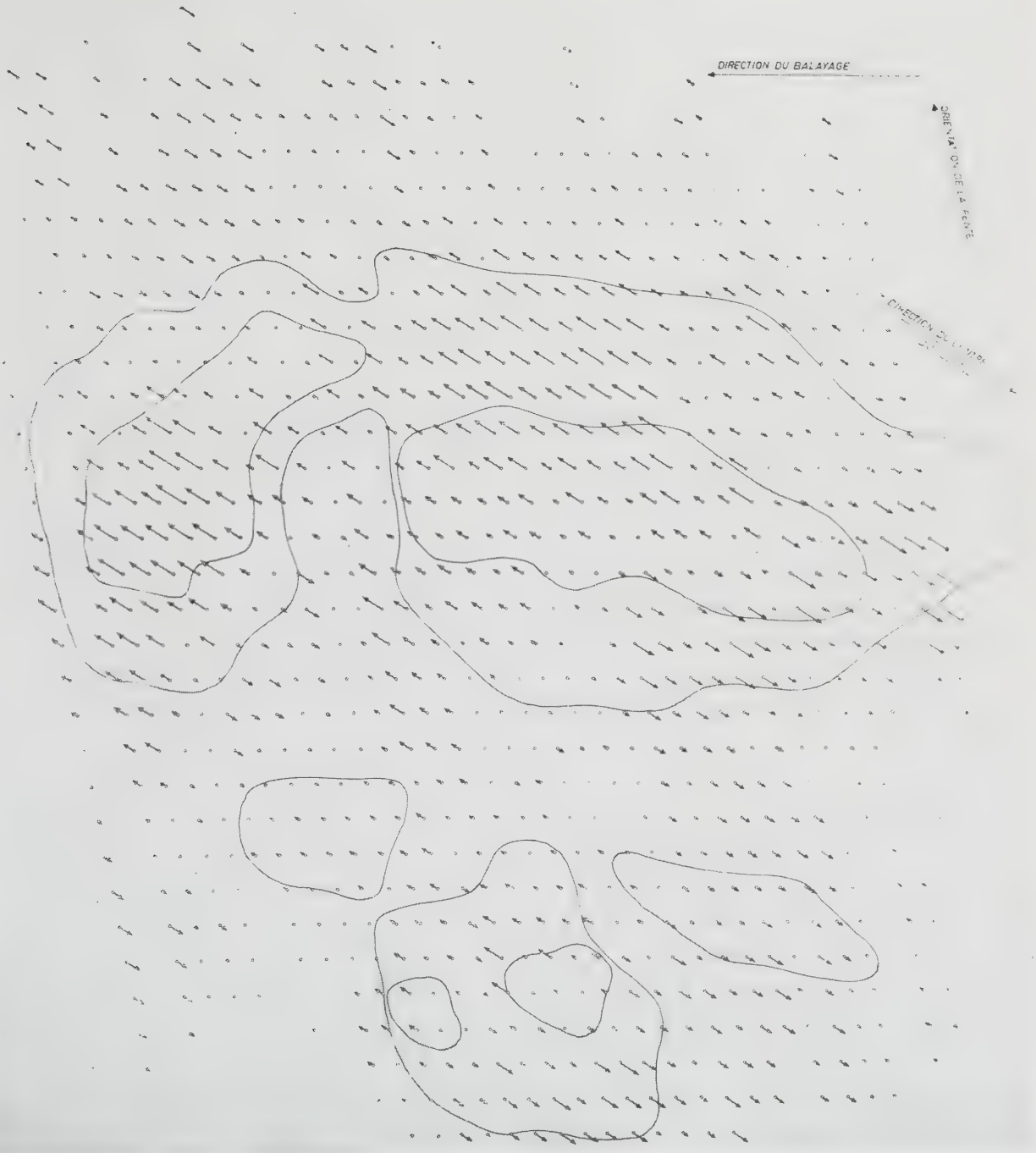

FIG. 8.

Posons :

$$x = \cos\Phi\cos\gamma_1 + \sin\Phi\cos\gamma_2,$$
$$y = \cos\Phi\cos\gamma_2 - \sin\Phi\cos\gamma_1,$$
$$z = \cos\gamma_3.$$

on a :

$$\mathbf{V}_r = \mathbf{u}.x + \mathbf{v}.y + \mathbf{w}.z.$$

Pour une même tache, x et y sont fonction de Φ seulement et z est constant.

Nos observations nous permettent d'avoir, au besoin par interpolation entre des valeurs très rapprochées, la valeur mesurée de $\mathbf{V}_r$ pour m'importe quel point de l'aire étudiée. Nous pouvons donc écrire autant d'équations que nous voulons en faisant varier Φ.

Dans la méthode de PLASKETT, les lignes où u, v, w, restent constants sont les lignes $r = c^{te}$. En admettant l'exactitude de l'hypothèse faite, ceci correspondrait encore au cas idéal où la pénombre serait une couronne parfaite ce qui était loin de l'aspect de notre tache.

Il nous a semblé logique de déterminer les lignes de vitesse constante de la manière suivante :

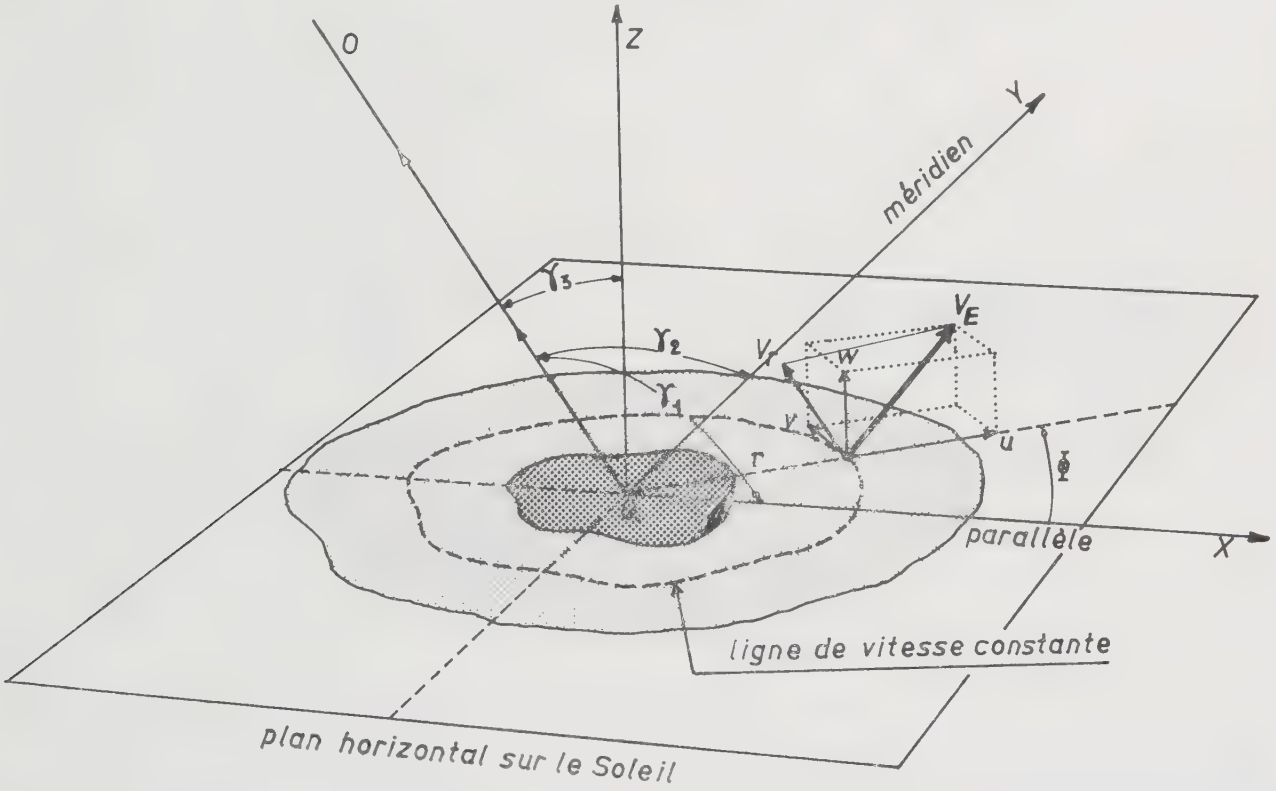

FIG. 9.

1° Les lignes de séparation ombre-pénombre et pénombre-photosphère sont deux de ces lignes.

2° On considère une famille de droites, concourantes en un point choisi aussi bien que possible pour figurer le centre de la tache. Les lignes de vitesse constante, à l'intérieur de la pénombre, divisent proportionnellement chaque segment de droite délimité par celle-ci. Nous avons considéré les lignes divisant la pénombre en 6 parties égales.

3° Extérieurement à la pénombre on porte, le long des droites, des distances égales pour obtenir les lignes sur la photosphère proche de la tache. Nous avons ainsi tracé les lignes correspondant à 2000, 4000, 6000, 8000, 10000, 15000 km.

Nous disposions d'une image déformée de la tache, obtenue sur le graphique où étaient figurés les aspects successifs de la raie au cours du balayage. Il fallait pouvoir déterminer en chaque point les valeurs de Φ et pouvoir tracer les lignes de vitesse constante.

Le tracé de ces lignes dépendant directement des contours *irréguliers* de la pénombre, l'emploi d'une méthode graphique permettait d'éviter d'inextricables calculs.

Elle est schématisée figure 10.

Nous y appelons « *projection perspective* » l'aspect de la tache telle qu'on la voit sur une photographie du soleil, « *projection horizontale* » sa projection sur

le plan horizontal du soleil, « *projection définitive* » l'image déformée de la tache, obtenue par dilatation convenable des abscisses (suivant la direction du balayage) et correspondant à nos graphiques d'images de raies. Cette dilatation était rendue utile par la nécessité de ne pas faire se chevaucher les images de la raie.

Le tracé s'obtient comme suit : nous partons de la projection perspective copiée sur un photohéliogramme, et y figurons le parallèle (origine des Φ). Nous le renvoyons sur la projection horizontale et traçons sur celle-ci le réseau de droites $\Phi = C^{te}$, de 10° en 10° par exemple, lequel est renvoyé sur la projection perspective. La comparaison de quelques

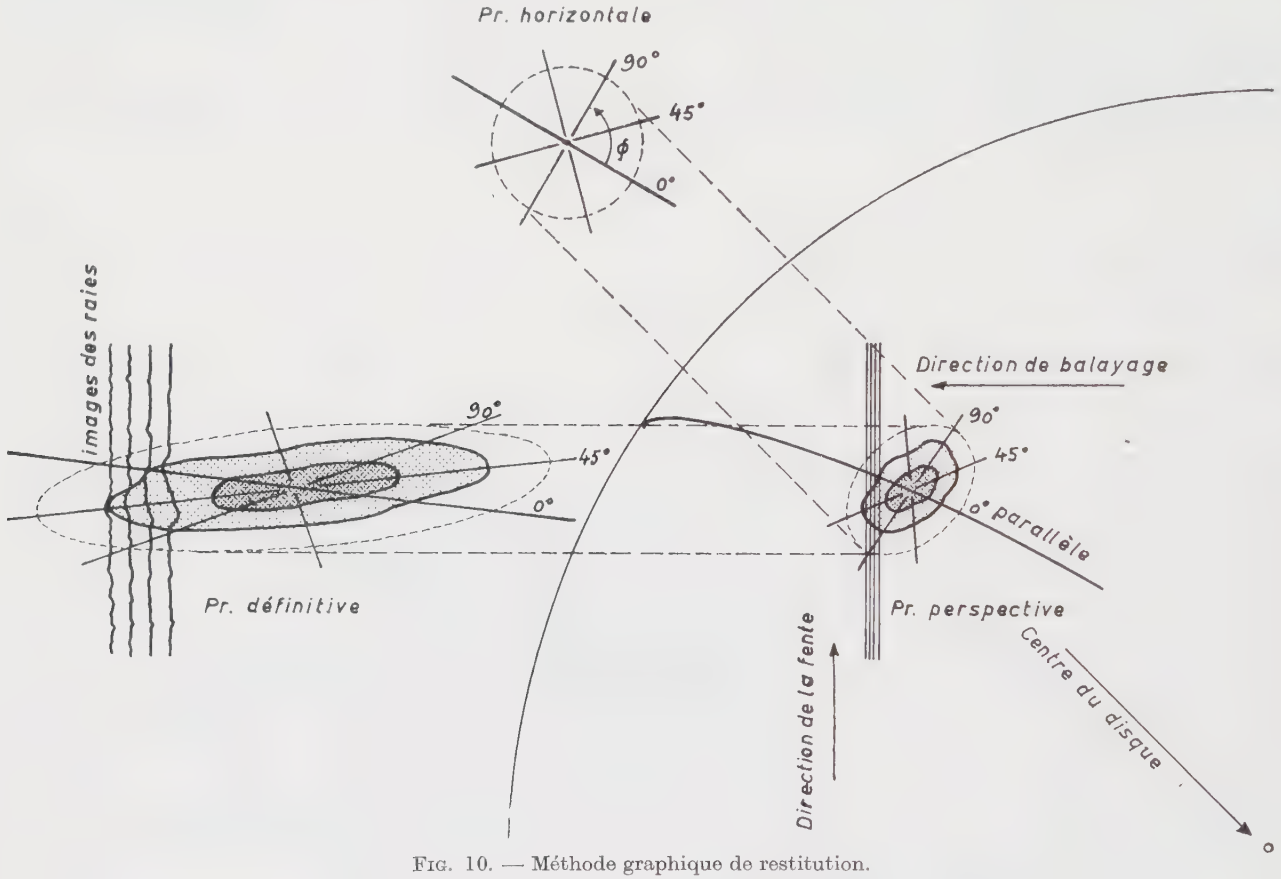

Fig. 10. — Méthode graphique de restitution.

dimensions caractéristiques de la pénombre dans la projection perspective et le graphique des images de raies permet de déterminer le rapport de dilatation suivant la direction de balayage. On peut alors renvoyer le réseau de droites $\Phi = c^{te}$ sur la projection définitive et y tracer les lignes d'égale vitesse. On peut de plus vérifier commodément l'exactitude de l'image obtenue à partir des limites de la pénombre quelquefois assez peu nettes sur nos spectres.

On relève alors pour chaque ligne d'égale vitesse la valeur de $\mathbf{V}_r$ en fonction de Φ.

Le choix des valeurs de Φ est évidemment arbitraire. Toutefois l'étude suivante montre que la forme particulière des coefficients permet de simplifier considérablement les équations de résolution par un choix judicieux.

Simplifications dans la résolution des équations de moindres carrés dues a leur forme particulière

Les systèmes que nous avons à résoudre sont de la forme

$$\begin{aligned} V_1 &= ux_1 + vy_1 + wz_1, \\ V_2 &= ux_2 + vy_2 + wz_2, \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ V_n &= ux_n + vy_n + wz_n. \end{aligned}$$

Rappelons que la solution est :

$$u = \frac{\Sigma V.x[(\Sigma y.z)^2 - \Sigma y^2.\Sigma z^2] + \Sigma V.y[\Sigma z^2.\Sigma x.y - \Sigma z.x\Sigma y.z] + \Sigma V.z[\Sigma x^2\,\Sigma y.z - \Sigma x.y\Sigma z.x]}{\Sigma x^2\,(\Sigma y.z)^2 + \Sigma y^2\,(\Sigma z.x)^2 + \Sigma z^2\,(\Sigma x.y)^2 - \Sigma x^2\,\Sigma y^2\,\Sigma z^2 - 2\Sigma xy.\Sigma y.z.\Sigma z.x},$$

et que l'erreur quadratique moyenne est :

$$\Delta u = \sqrt{\lambda} \cdot \sqrt{\frac{\Sigma(\Delta V)^2}{n-3}},$$

avec :

$$\Delta V_p = V_p - (ux_p + vy_p + wz_p),$$

et λ solution du système :

$$\begin{aligned} \lambda\Sigma x^2 &+ \mu\Sigma x.y + \nu\Sigma y.z = 1, \\ \lambda\Sigma x.y &+ \mu\Sigma y^2 + \nu\Sigma y.z = 0, \\ \lambda\Sigma z.x &+ \mu\Sigma y.z + \nu\Sigma z^2 = 0. \end{aligned}$$

v, Δv, w, Δw étant obtenus par permutation circulaire de x, y, z.

Deux remarques vont permettre de simplifier considérablement ces expressions assez laborieuses :

1° z est indépendant de Φ, donc constant

2° x et y sont des sommes de lignes trigonométriques.

1° *z constant.*

Par la mise en facteur de z ou z^2 on peut simplifier les expressions précédentes.

En posant :

$$\begin{aligned} a_1 &= (\Sigma y)^2 - n\Sigma y^2. \\ a_2 &= (\Sigma x)^2 - n\Sigma x^2. \\ a_3 &= (\Sigma xy)^2 - \Sigma x^2\,\Sigma y^2. \\ b_1 &= c_2 = n\Sigma xy - \Sigma x\,\Sigma y. \\ b_2 &= c_3 = \Sigma x^2\,\Sigma y - \Sigma xy\,\Sigma x. \\ b_3 &= c_1 = \Sigma y^2\,\Sigma x - \Sigma xy\,\Sigma y. \\ d &= \Sigma x^2\,(\Sigma y)^2 + \Sigma y^2\,(\Sigma x)^2 + n(\Sigma xy)^2 - n\Sigma x^2\,\Sigma y^2 \\ &\qquad - 2\Sigma xy\,\Sigma x\,\Sigma y. \end{aligned}$$

La solution des équations de moindres carrés devient

$$u = \frac{a_1\,\Sigma Vx + b_1\,\Sigma Vy + c_1\,\Sigma V}{d}.$$

$$v = \frac{a_2\,\Sigma Vy + b_2\,\Sigma V + c_2\,\Sigma Vx}{d}.$$

$$w = \frac{a_3\,\Sigma V + b_3\,\Sigma Vx + c_3\,\Sigma Vy}{d}.$$

et les quantités λ, μ', ν'' nécessaires au calcul de l'erreur quadratique sont :

$$\lambda = \frac{a_1}{d},$$

$$\mu' = \frac{a_2}{d},$$

$$\nu'' = \frac{a_3}{d.z^2}.$$

2° x *et* y *sont des sommes de lignes trigonométriques* :

Cette remarque va nous permettre de simplifier à nouveau et considérablement les calculs nécessaires à condition de choisir convenablement les valeurs de Φ.

a) les valeurs de Φ sont régulièrement espacées et à chaque valeur de Φ correspond une valeur $\Phi' = \Phi + \pi$ (cette condition reste respectée dans le cas de deux hiatus symétriques dans la série des Φ).

On voit en considérant la définition de x, qu'à chaque valeur de x_Φ correspond une valeur de $x_{\Phi+\pi} = -x_\Phi$; de même pour y, donc :

$$\begin{aligned} \Sigma x &= 0, \\ \Sigma y &= 0. \end{aligned}$$

On a alors :

$$\begin{aligned} a_1 &= -n\Sigma y^2. \\ a_2 &= -n\Sigma x^2. \\ a_3 &= (\Sigma xy)^2 - \Sigma x^2\,\Sigma y^2. \\ b_1 &= c_2 = n\Sigma xy. \\ b_2 &= c_3 = 0. \\ b_3 &= c_1 = 0. \\ d &= n[(\Sigma xy)^2 - \Sigma x^2\,\Sigma y^2] = na_3. \end{aligned}$$

Les solutions sont :

$$u = \frac{a_1\,\Sigma Vx + b_1\,\Sigma Vy}{d}.$$

$$v = \frac{a_2\,\Sigma Vy + b_2\,\Sigma Vx}{d}.$$

$$w = \frac{a_3\,\Sigma V}{zd} = \frac{\Sigma V}{nz}.$$

Le calcul des erreurs quadratiques nécessite :

$$\lambda = \frac{a_1}{d}.$$

$$\mu' = \frac{a_2}{d}.$$

$$\nu'' = \frac{a_3}{z^2\,d} = \frac{1}{nz^2}.$$

b) les valeurs des Φ sont régulièrement espacées et il n'y a aucun hiatus dans le tour de la circonférence ; de plus l'intervalle des Φ est un diviseur de $\pi/2$.

Ceci n'est qu'un cas particulier du précédent ; on a donc également :

$$\Sigma x = \Sigma y = 0,$$

de plus le produit $x_p y_p$ peut se mettre sous la forme :

$$x_p\,y_p = \cos 2\Phi_p \cos\gamma_1 \cos\gamma_2 + \frac{\sin 2\Phi_p}{2}(\cos^2\gamma_2 - \cos^2\gamma_1).$$

On voit que deux termes de la sommation correspondant à Φ_p et $\Phi_p + \pi/2$ s'annulent. Alors :

$$\Sigma xy = 0,$$
$$\Sigma x^2 = \Sigma y^2.$$

Les solutions deviennent :

$$u = \frac{\Sigma Vx}{\Sigma x^2},$$
$$v = \frac{\Sigma Vy}{\Sigma y^2},$$
$$w = \frac{\Sigma V}{nz}.$$

Les calculs d'erreurs nécessitent :

$$\lambda = \mu' = \frac{1}{\Sigma x^2},$$
$$\nu'' = \frac{1}{nz^2}.$$

Les calculs de sommation nécessaires se réduisent à :

$$\Sigma V,\ \Sigma Vx,\ \Sigma Vy,\ \Sigma x^2.$$

Il est inutile d'insister sur la considérable simplification de calculs qu'amenait le choix des Φ comme indiqué ci-dessus. Notre méthode d'observation et de dépouillement permettait de le faire sans qu'en résulte aucune diminution de la précision. Nous l'avons naturellement employée autant que possible. Toutefois, et parce que quelques-unes de nos séquences ne s'étendaient pas assez dans le sens du balayage nous avons été ramenés au cas *b* du paragraphe précédent pour quelques lignes d'égale vitesse lointaines (10000 ou 15000 km). Nous signalons ceci afin que des observateurs utilisant éventuellement notre méthode n'hésitent pas à balayer *très largement* la surface qu'ils désirent étudier.

Remarques concernant l'influence d'une constante V_0 *ajoutée aux valeurs de* V_r.

Nous avons indiqué précédemment que l'origine à partir de laquelle étaient déterminées les valeurs de $\mathbf{V}_r$ était obtenue en annulant le $\mathbf{V}_r$ moyen des extrémités de nos raies. Ceci nous amène à rechercher qu'elle est l'influence dans la détermination de u, v, w d'une constante $\mathbf{V}_0$ ajoutée aux valeurs de $\mathbf{V}_r$

On a :

$$\Sigma(\mathbf{V} + \mathbf{V}_0)\, x = \Sigma \mathbf{V}x + \mathbf{V}_0 \Sigma x,$$
$$\Sigma(\mathbf{V} + \mathbf{V}_0)\, y = \Sigma \mathbf{V}y + \mathbf{V}_0 \Sigma y,$$
$$\Sigma(\mathbf{V} + \mathbf{V}_0)\, z = z\Sigma \mathbf{V} + n\mathbf{V}_0 z.$$

Nous sommes donc amenés, dans le cas général, si on ajoute à $\mathbf{V}_r$ une constante $\mathbf{V}_0$, à ajouter à u une constante u_0 donné par :

$$\mathbf{u}_0 = \frac{\mathbf{V}_0 (a_1 \Sigma x + b_1 \Sigma y + nc_1)}{d}.$$

On vérifie facilement que l'expression entre parenthèses est identiquement nulle. Par raison de symétrie v_0 donne lieu à une expression semblable. On a donc :

$$\mathbf{u}_0 = \mathbf{v}_0 = 0.$$

On en déduit que : *l'adjonction à* $\mathbf{V}_r$ *d'une constante* $\mathbf{V}_0$ *ne modifie pas les valeurs trouvées pour* u *et* v.

De même

$$\mathbf{w}_0 = \frac{\mathbf{V}_0 (a_3 n + b_3 \Sigma x + c_3 \Sigma y)}{zd}.$$

qui se réduit à $w_0 = \dfrac{\mathbf{V}_0}{z}$ montre que *l'adjonction d'une constante* $\mathbf{V}_0$ *ajoute à la valeur trouvée pour* w *une constante directement proportionnelle à* $\mathbf{V}_0$.

Détails des calculs et résultats

La méthode que nous venons d'exposer a été utilisée pour tirer des six séquences spectrales obtenues entre le 25 avril et le 3 mai 1958 les valeurs de u, v, w dans la pénombre et dans la photosphère jusqu'à 15000 km de la tache.

13360 pointés furent effectués, qui donnèrent 310 images de la raie choisie ; 3801 déterminations de V_r furent tirées des six graphiques obtenus.

Dans les images des 25 et 30 avril, qui furent mesurées en premier lieu, le réseau de droites $\Phi = c^{te}$ fut établi de 10° en 10°. Les calculs ne furent pas effectués pour les courbes d'égale vitesse 2000 et 6000 km du 25 avril et 6000 et 10000 km du 30. Pour tous les autres jours le réseau des droites Φ fut établi de 5° en 5° et les calculs effectués pour toutes les lignes d'égale vitesse tracées.

Nous n'éprouvâmes pas, par la suite, le besoin de compléter les images du 25 et du 30 parce que la précision obtenue dans le tracé de nos courbes u et v ne fut pas sensiblement améliorée.

Ceci nous amène à préciser le sens physique des valeurs obtenues pou Δu, Δv, Δw. Les valeurs de u, v, w, sont finalement des valeurs moyennes déduites d'un très grand nombre de pointés. Il en résulte que les erreurs accidentelles de mesures ont une influence que l'on peut considérer comme nulle sur le résultat. Par contre l'hypothèse faite que le vecteur $\mathbf{V}_E$ est constant le long des lignes

TABLEAU III

Composantes de V_E sur les lignes d'égale vitesse

		Pénombre						Photosphère					
		1	2	3	4	5	6	2 000	4 000	6 000	8 000	10 000	Km 15 000
5 avril 1958	u	+ 0,53	+ 0,75	+ 0,91	+ 1,21	+ 1,40	+ 1,24		+ 0,68		+ 0,39	+ 0,25	+ 0,06
$-L_0 = -53°$	Δu	0,078	0,058	0,056	0,061	0,061	0,053		0,058		0,053	0,057	0,067
$\sin\theta = 0,79$	v	+ 0,06	— 0,01	+ 0,01	+ 0,03	+ 0,06	+ 0,05		+ 0,06		+ 0,13	+ 0,11	+ 0,10
	Δv	0,078	0,058	0,056	0,061	0,061	0,053		0,058		0,053	0,057	0,049
	w-w_0	— 0,17	— 0,19	— 0,25	— 0,30	— 0,34	— 0,29		— 0,11		— 0,04	— 0,02	0
	Δw	0,070	0,053	0,053	0,056	0,056	0,049		0,053		0,051	0,053	0,051
7 avril	u	+ 0,54	+ 0,89	+ 1,31	+ 1,64	+ 1,91	+ 1,60	+ 0,99	+ 0,59	+ 0,53	+ 0,26	+ 0,29	+ 0,01
$-L_0 = -26°$	Δu	0,056	0,053	0,068	0,078	0,080	0,070	0,063	0,051	0,061	0,055	0,086	0,084
$\sin\theta = 0,47$	v	— 0,25	— 0,30	— 0,33	— 0,33	— 0,21	— 0,06	— 0,03	— 0,06	— 0,02	— 0,10	— 0,04	— 0,07
	Δv	0,056	0,053	0,068	0,078	0,080	0,070	0,063	0,051	0,061	0,055	0,086	0,084
	w-w_0	— 0,13	— 0,14	— 0,15	— 0,12	— 0,08	— 0,03	+ 0,02	+ 0,04	+ 0,02	+ 0,02	0	0
	Δw	0,022	0,019	0,024	0,029	0,031	0,026	0,024	0,019	0,017	0,016	0,016	0,022
0 avril	u	+ 0,82	+ 1,26	+ 1,83	+ 1,97	+ 2,14	+ 1,66	+ 1,23	+ 0,93		+ 0,64		+ 0,03
$-L_0 = +13°$	Δu	0,138	0,136	0,141	0,109	0,165	0,175	0,175	0,148		0,136		0,126
$\sin\theta = 0,29$	v	+ 0,37	+ 0,49	+ 0,51	+ 0,46	+ 0,26	— 0,05	+ 0,08	+ 0,12		+ 0,03		+ 0,23
	Δv	0,138	0,136	0,141	0,109	0,165	0,175	0,175	0,148		0,136		0,126
	w-w_0	— 0,34	— 0,33	— 0,31	— 0,30	— 0,31	— 0,28	— 0,11	— 0,08		— 0,03		0
	Δw	0,031	0,031	0,031	0,024	0,036	0,039	0,039	0,034		0,031		0,031
er mai	u	+ 1,03	+ 1,15	+ 1,46	+ 1,61	+ 1,68	+ 1,65	+ 1,23	+ 0,95	+ 0,71	+ 0,47	+ 0,30	— 0,03
$-L_0 = +29°$	Δu	0,080	0,090	0,083	0,095	0,108	0,108	0,075	0,056	0,074	0,067	0,093	0,130
$\sin\theta = 0,51$	v	— 0,26	— 0,08	+ 0,11	+ 0,15	+ 0,18	+ 0,11	+ 0,12	— 0,03	— 0,17	— 0,09	— 0,16	+ 0,11
	Δv	0,080	0,090	0,083	0,095	0,108	0,108	0,075	0,056	0,078	0,075	0,106	0,153
	w-w_0	— 0,32	— 0,30	— 0,29	— 0,25	— 0,21	— 0,17	— 0,12	— 0,11	— 0,05	— 0,03	+ 0,01	0
	Δw	0,034	0,039	0,036	0,040	0,046	0,041	0,031	0,024	0,029	0,026	0,034	0,046
mai	u	+ 0,96	+ 1,25	+ 1,40	+ 1,46	+ 1,52	+ 1,37	+ 1,16	+ 0,97	+ 0,86	+ 0,68	+ 0,62	+ 0,28
$-L_0 = +39°$	Δu	0,058	0,058	0,058	0,058	0,046	0,056	0,063	0,053	0,053	0,054	0,077	0,077
$\sin\theta = 0,63$	v	+ 0,14	+ 0,09	+ 0,06	+ 0,16	+ 0,02	+ 0,06	+ 0,25	+ 0,23	+ 0,14	+ 0,06	— 0,01	+ 0,15
	Δv	0,058	0,058	0,058	0,058	0,046	0,056	0,063	0,053	0,053	0,061	0,083	0,084
	w-w_0	— 0,10	— 0,11	— 0,12	— 0,23	— 0,14	— 0,19	— 0,15	— 0,08	+ 0,01	0	+ 0,01	0
	Δw	0,034	0,034	0,034	0,034	0,026	0,034	0,036	0,031	0,031	0,031	0,040	0,037
mai	u	+ 0,68	+ 0,93	+ 1,02	+ 1,10	+ 1,09	+ 0,97	+ 0,85	+ 0,68	+ 0,46	+ 0,37	+ 0,26	+ 0,13
$-L_0 = +52°$	Δu	0,043	0,063	0,062	0,066	0,063	0,061	0,052	0,051	0,041	0,046	0,049	0,036
$\sin\theta = 0,79$	v	+ 0,33	+ 0,06	+ 0,07	+ 0,04	+ 0,12	+ 0,19	+ 0,12	+ 0,10	+ 0,07	+ 0,04	+ 0,08	+ 0,02
	Δv	0,043	0,063	0,062	0,066	0,063	0,061	0,052	0,051	0,043	0,049	0,049	0,040
	w-w_0	— 0,07	— 0,23	— 0,23	— 0,24	— 0,23	— 0,23	— 0,16	— 0,12	+ 0,01	0	+ 0,03	0
	Δw	0,041	0,058	0,057	0,061	0,058	0,056	0,048	0,047	0,039	0,043	0,046	0,035

choisies n'est évidemment qu'une approximation. C'est l'écart moyen entre cette approximation et la réalité qu'expriment les valeurs de Δu, Δv, Δw.

Les résultats obtenus sont condensés dans le tableau III et représentés graphiquement figure 11.

Les courbes tracées donnent pour chaque jour les variations des composantes u et w en fonction

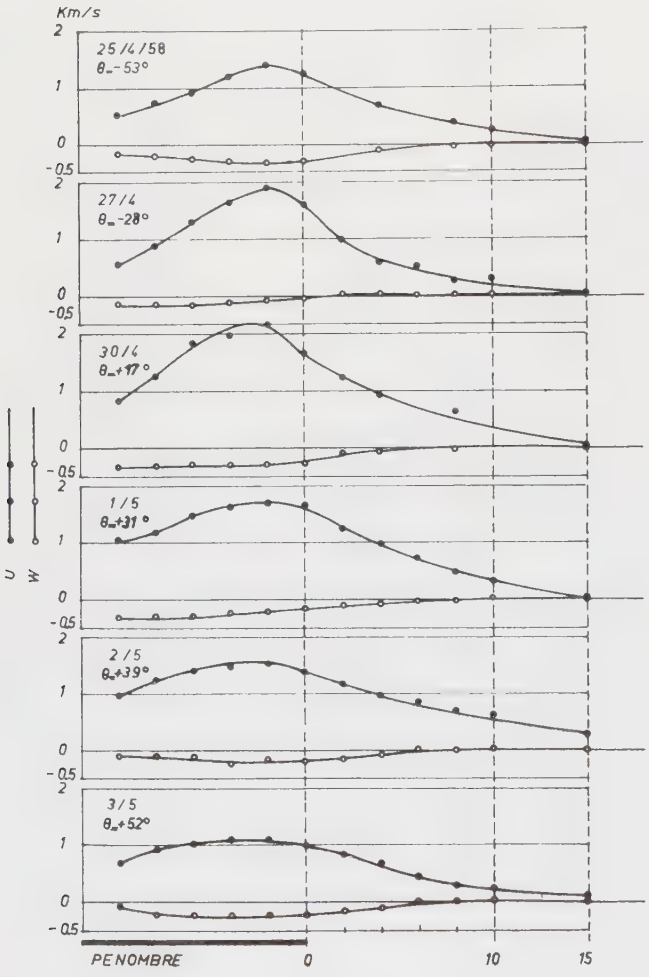

Fig. 11.

de la distance, celle-ci étant exprimée en fraction de la largeur de la pénombre à l'intérieur de la tache et en km à l'extérieur. La composante v n'a pas été représentée. La comparaison des valeurs de v et Δv, données dans le tableau, montre que les premières ne sont pas significatives. Ceci est une confirmation du caractère radial des vitesses, puisque cela exprime que les composantes tangentielles restent désordonnées et surtout faibles en comparaison des u. Sur ce point nos résultats sont en contradiction avec ceux de Calamai [6] mais sa méthode n'utilise que quelques couples de valeurs de $\mathbf{V}_r$ par tache. De plus il a trouvé un mouvement tantôt dextrogyre, tantôt sénestrogyre.

La composante u présente son maximum aux 5/6 de la largeur de la pénombre. Elle décroît ensuite plus ou moins et s'annule vers 15 000 km sauf pour le 2 mai où elle conserve encore, à cette distance, une valeur appréciable.

La composante w est systématiquement négative dans la pénombre et la photosphère, ce qui correspond à une vitesse d'enfoncement.

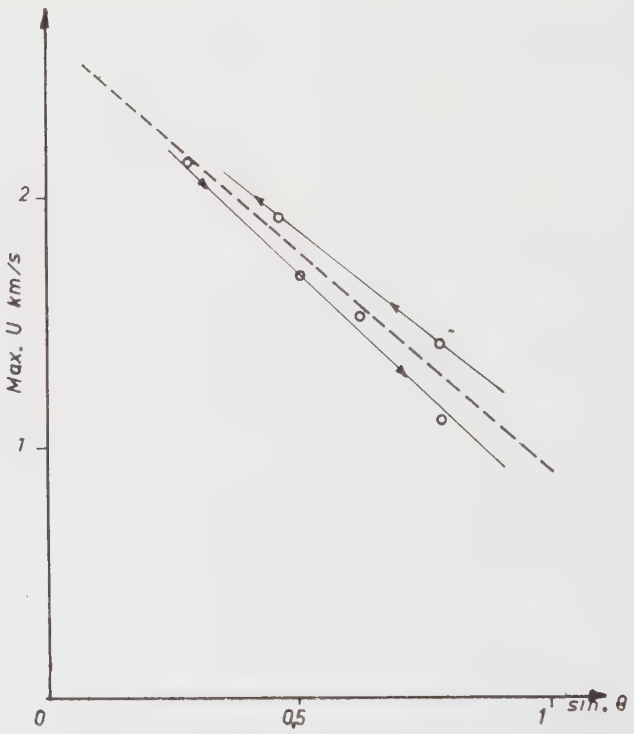

Fig. 12. — Maximum de u en fonction de sin θ.

Rappelons que l'origine de nos $\Delta\lambda$ était déterminée d'une manière quelque peu arbitraire. Nous avons précédemment montré qu'une constante $\mathbf{V}_0$ ajoutée aux $\mathbf{V}_r$ modifiait w d'une quantité $w_0 = \mathbf{V}_0/\cos\gamma_3$. Nous avons donc systématiquement annulé la valeur de w à 15 000 km ce qui d'ailleurs a eu pour conséquence de l'annuler pratiquement à partir de 6 000 km.

Remarquons que les chiffres publiés par Kinman [16], ne sont pas en contradiction avec les valeurs négatives trouvées pour w, mais qu'il considère ses résultats, sur ce point, comme non significatifs.

Les valeurs de Δw et surtout l'analogie des 6 courbes obtenues par nous, montrent que, au moins pour la tache que nous avons étudiée, cette composante d'enfoncement est bien réelle.

Nos résultats amènent une autre remarque importante : la valeur du maximum de u varie avec sin θ. Elle est plus grande au centre du disque qu'au bord. Nous avons représenté cette variation figure 12.

Nous avons vu précédemment que le τ effectif de formation d'une raie est, entre autres, une fonction de θ. Nous atteignons, pour une même raie, des couches plus profondes au centre du disque. Le résultat trouvé confirme donc la première partie de ce travail et donne par l'étude d'une tache unique une relation directement comparable à celle établie statistiquement par MICHARD avec les observations d'ABETTI [19].

On remarquera également que les valeurs de u maximum sont, pour une même valeur de sin θ légèrement plus petites à l'Ouest qu'à l'Est. Le phénomène est ici établi sur trop peu de cas pour qu'il soit possible d'en tirer une conclusion. Il n'est toutefois pas absurde de penser qu'il s'agit d'un « vieillissement » de l'effet Evershed au cours du temps, qu'un certain nombre d'études semblables à la nôtre pourraient mettre en évidence.

REMARQUES SUR UNE ÉVOLUTION DU PROFIL DES RAIES DÉPENDANT SANS DOUTE DU GRADIENT DES VITESSES DANS LES COUCHES OU ELLES PRENNENT NAISSANCE [28], [15]

Un des éléments du choix des raies utilisées dans l'ensemble de notre travail était la symétrie du profil. Aussi avons-nous été frappé, au cours des mesures d'effet Evershed, des modifications importantes que subit le profil d'une même raie en divers points de la pénombre.

Le phénomène est caractérisé par l'apparition, en certains endroits et pour certaines positions de la tache sur le disque, d'une aile diffuse, plus ou moins importante, bordant la raie sur un seul côté et sur une région limitée ne dépassant pas la limite extérieure de la pénombre. C'est, en d'autres termes, une modification locale du profil consistant en l'étalement d'une des deux ailes.

Nous avons réexaminé la quasi totalité de nos spectres et constaté que cet effet n'intéresse pas seulement des raies privilégiées, mais pratiquement toutes les raies présentant un effet Evershed notable.

Nous avons signalé ce phénomène dans une publication de 1957 [17], au cours d'une séance du séminaire de Meudon tenue en juin 1959 et J. C. PECKER en a brièvement parlé à l'occasion du colloque tenu à Uccle en juillet 1959 (The empirical determination of stellar photospheric structure) [15]. BUMBA, dans une publication récente [5], décrit probablement le même effet auquel il donne le nom de « flag ». Il observe également une séparation en une raie secondaire faible (« satellite »), que nous n'avons pas observée pour notre part. Il constate que l'effet dépend de la position de la tache sur le disque, mais ne semble pas avoir remarqué qu'il est également lié à la région de la pénombre bissectée par la fente du spectrographe.

Afin de dégager, dans la mesure du possible, les lois auxquelles obéit ce phénomène, nous avons étudié attentivement les séquences du 25 avril au 2 mai 1958 dans lesquelles le travail déjà effectué nous permettait de déterminer facilement, pour chaque image, la position de la fente par rapport à la topographie de la tache.

Nous avons également étudié, dans cet esprit, des spectres de granulation pris au Pic du Midi et dont l'étude détaillée fait l'objet du dernier chapitre de ce travail. Ceci nous a permis de constater que cet effet s'observait quelquefois, quoique rarement, en dehors des taches, sur les parties sombres de la granulation.

La figure 13, où sont présentées trois positions caractéristiques de la tache étudiée, résume assez bien nos constatations.

On y a figuré quelques positions de la fente, et les tracés schématisés des raies correspondantes, présentant les torsions Evershed telles que nous les avons mesurées. Les ailes diffuses sont indiquées, là où elles existent, par de petites hachures dont la longueur est grossièrement proportionnelle à l'importance de la diffusion. On a également représenté quelques profils caractéristiques. Les images du disque, en regard, montrent la position de la tache. La direction du centre est indiquée par des flèches.

L'ensemble de nos remarques peut être résumé en quelques points :

1° *Cet effet est très faible et même généralement n'existe pas pour les taches situées près du centre du disque.*

2° *Il est beaucoup plus marqué pour les taches situées près du bord et présente des caractères de symétrie pour les taches situées à l'Est ou à l'Ouest.*

3° *Il intéresse surtout des régions de la pénombre. On l'observe rarement dans l'ombre. Il s'arrête brusquement à la limite extérieure de la pénombre, même lorsque la torsion Evershed se prolonge notablement plus loin.* Sur la centaine de spectres montrant cet

effet, parmi ceux que nous avons examinés, nous n'avons pas relevé un seul cas en contradiction avec cette remarque.

4° *Le sens dans lequel on l'observe prolonge très généralement l'effet Evershed.* On observe toutefois quelques exceptions, comme, par exemple, dans la partie Nord de la tache du 25/4.

5° *Lorsqu'il est bien marqué, il présente un caractère de symétrie par rapport à un axe passant par le centre de la tache et ayant tendance à être perpendiculaire à la direction du centre du disque.*

Sur les spectres de très bonne définition pris au Pic du Midi, on peut également remarquer que :

6° *Dans les régions de la pénombre où l'aile diffuse existe, elle est nettement localisée en regard des parties sombres du spectre continu.* Le profil de la raie rede-

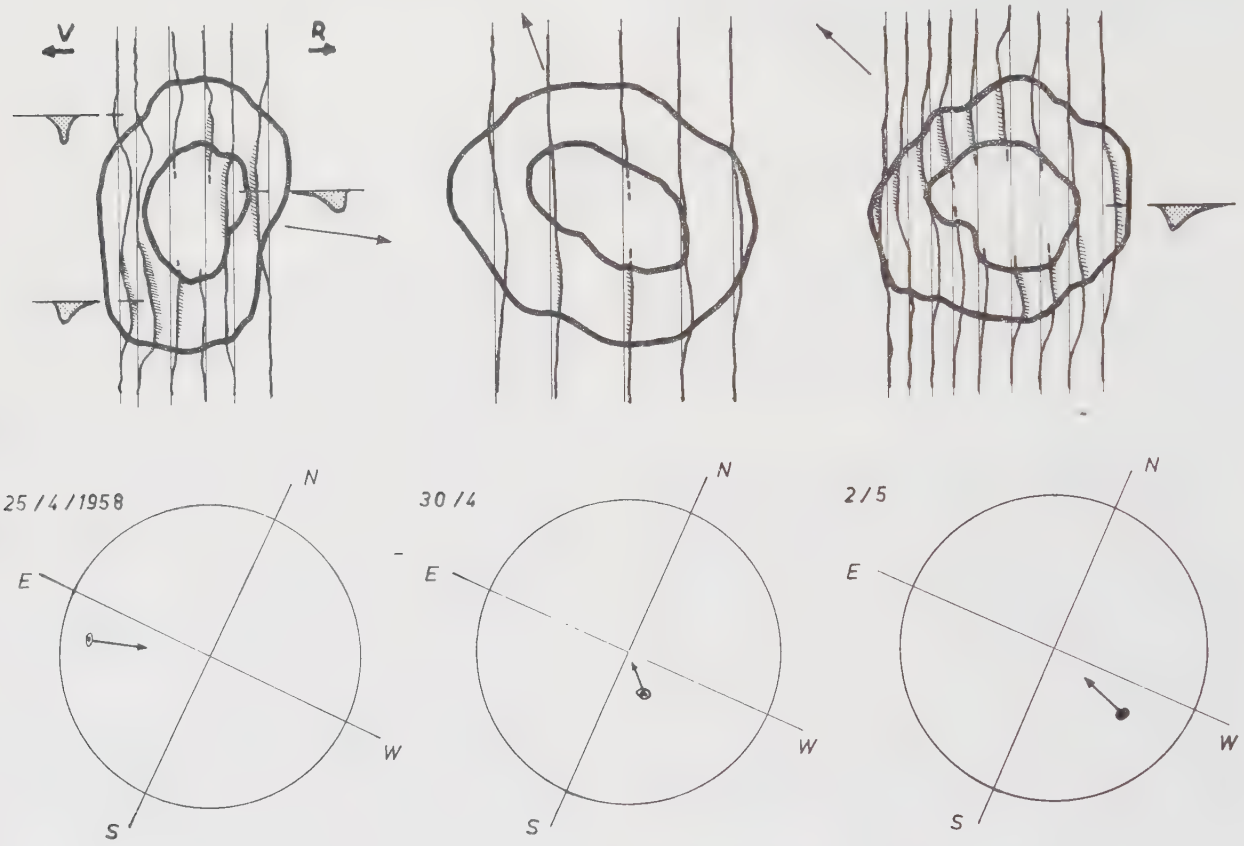

Fig. 13.

vient symétrique pour les régions correspondant aux parties les plus lumineuses de la fine structure pénombrale.

7° *Des effets de même nature, quoique moins marqués, s'observent quelquefois en dehors des taches, sur la granulation. L'aile diffuse a toujours correspondu, dans le cas où nous l'avons vue, aux parties sombres de la granulation.*

Nous ne pouvons pas, dans le cadre de ce travail, donner à l'étude de cet effet l'importance que peut-être il mérite. Au surplus, nos documents n'avaient pas été pris dans ce but et pourraient être, de ce point de vue, notablement améliorés, surtout avec l'installation du spectrographe au Pic du Midi.

Nous avons néanmoins cherché, pour expliquer cet effet, une hypothèse plausible et qui ne présente pas de contradiction avec les faits d'observation précédemment cités.

La considération de l'ensemble des sept points qui les résument amènent d'abord à deux remarques qui éclairent assez bien le problème :

a) le phénomène n'est visible *que* dans les parties sombres de la pénombre ou de la granulation.

b) on le voit bien là où existent de fortes composantes, suivant la ligne de visée, du champ Evershed, mais la condition n'est pas suffisante et d'autre part on peut l'observer en dehors des taches Il n'est donc pas lié au champ Evershed lui-même, mais à une ou plusieurs de ses caractéristiques qui peuvent se retrouver ailleurs sur la granulation.

La remarque (*a*) doit être comprise avec une certaine restriction. Il se peut que des phénomènes

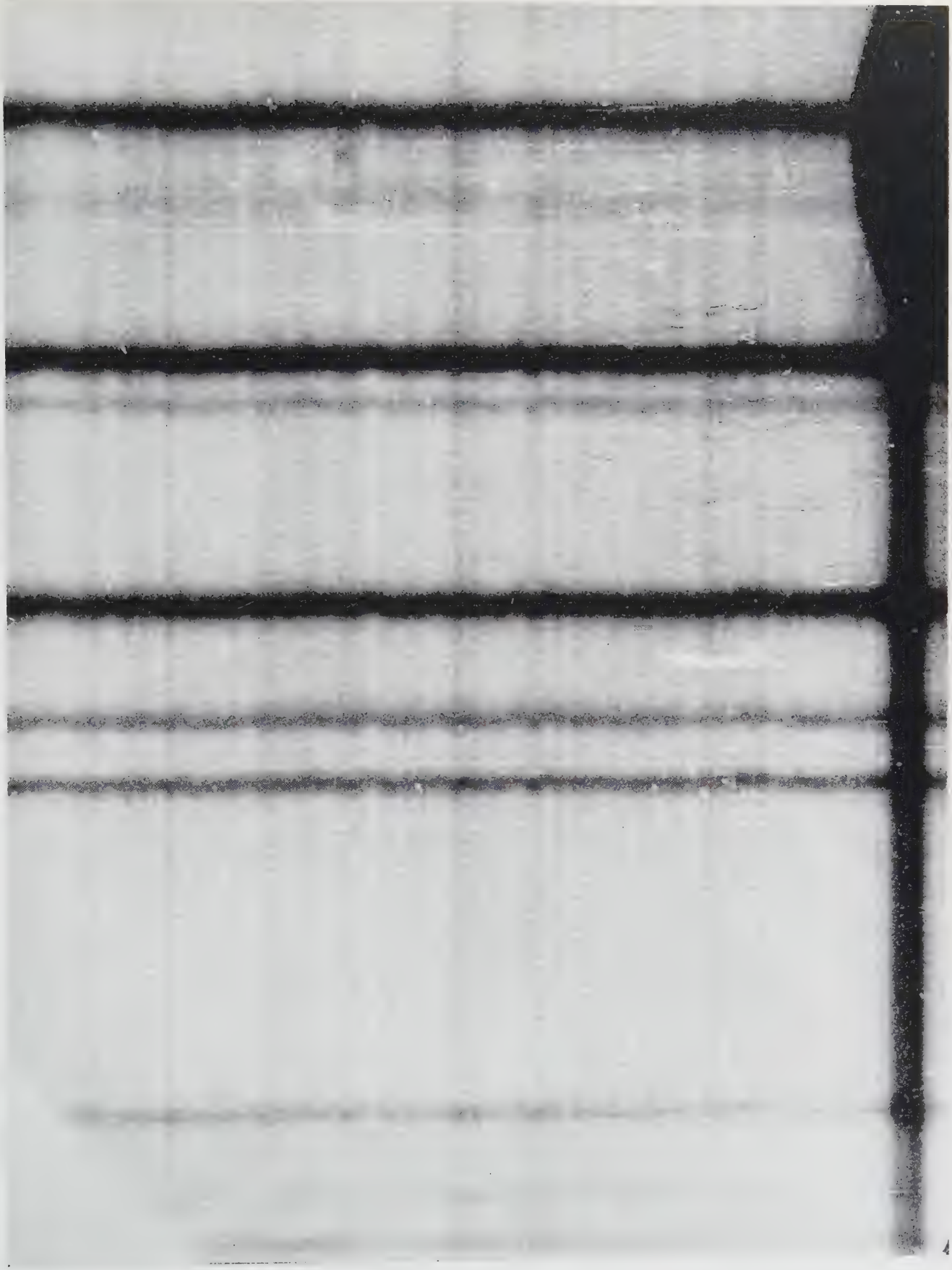

PLANCHE I

de même nature existent sur les parties claires de la pénombre ou de la granulation, mais, dans ce cas, l'importance de l'effet reste minime et en dehors de nos possibilités actuelles d'observation. Disons simplement qu'un certain degré de transparence de l'atmosphère est nécessaire pour que le phénomène soit important et remarquons que, dans ce cas, l'ensemble des couches concourant à la formation de la raie occupe une épaisseur *géométrique* beaucoup plus grande que pour les régions brillantes du disque.

La remarque (*b*) amène à penser que l'effet est lié au champ de vitesse.

L'ensemble de ces considérations : champ de vitesse et importante épaisseur géométrique de formation nécessaire, conduit à l'idée que c'est la *variation* de la vitesse (ou plutôt de la composante de la vitesse suivant la ligne de visée) dans les couches où se forme la raie, qui est responsable de cet effet. Autrement dit, la dissymétrie observée exprimerait une forte valeur du *gradient* des vitesses de la matière suivant la ligne de visée.

L'explication du phénomène apparaît comme particulièrement simple :

Considérons le profil d'une raie comme résultant de la sommation d'éléments gaussiens de largeurs différentes produits par les différentes couches de l'atmosphère ; les couches les plus profondes sont également les plus chaudes et donnent naissance aux éléments les plus larges. Ce sont elles qui sont normalement responsables des ailes de la raie.

Si les vitesses Doppler-Fizeau restent les mêmes pour les différentes couches, les éléments constitutifs du profil subiront un déplacement d'ensemble ; la raie sera décalée, mais restera symétrique. Si au contraire, les couches les plus profondes sont animées de vitesses plus grandes que les couches élevées, il y aura augmentation du décalage en λ pour les éléments constituant les ailes par rapport à ceux en partie responsables du fond d'où apparition d'une aile diffuse prolongeant l'effet Doppler-Fizeau. De même, des vitesses moins grandes dans les couches profondes se traduiraient par une aile diffuse contrariant l'effet Doppler-Fizeau.

Ce que nous avons vu de l'effet Evershed et particulièrement de sa variation en profondeur s'accorde qualitativement à la fois avec les aspects observés et avec notre hypothèse.

La vérification supposerait un ensemble d'observations concordant avec l'élaboration d'une étude théorique complète comportant l'établissement d'un profil non perturbé pour un modèle « pénombre » d'atmosphère et l'évolution de ce profil suivant le gradient des projections des vitesses pour différents angles de la ligne de visée et différents points de la pénombre.

Remarquons que le gradient devant être pris par rapport aux deux variables r et h, et non pas par rapport à r et τ, un travail de ce genre appliqué à une tache suffisamment régulière pour que le champ puisse être considéré comme connu, permettrait, théoriquement, de vérifier une relation $h = f(\tau)$ entre profondeur géométrique et profondeur optique.

Il s'agit d'une étude fort longue pour laquelle nous n'avons pas encore les éléments nécessaires et qui ne pouvait prendre place dans ce travail. Nous pensons cependant qu'il est important de vérifier notre hypothèse beaucoup plus générale qu'un détail relatif à l'effet Evershed puisque sa confirmation permettrait de déduire de l'analyse spectrale un nouveau renseignement sur la dynamique de la matière.

DEUXIÈME PARTIE

RECHERCHES SUR LES RELATIONS LIANT L'INTENSITÉ DE LA GRANULATION ET LES PETITS EFFETS DOPPLER-FIZEAU OBSERVÉS DANS LES RAIES DE FRAUNHOFER

Les spectres de très bonne définition que nous avons pu obtenir dès que fut installé notre spectrographe de 9 m au Pic du Midi présentent, comme les meilleurs spectres obtenus avec le Vacuum spectrograph de l'observatoire MacMath, la particularité de montrer un certain nombre de raies sombres striant le fond continu dans le sens de la dispersion. La variation d'intensité du fond continu, dans le sens perpendiculaire à la dispersion, n'est évidemment autre chose que la variation d'intensité des granules solaires bissectés par la fente du spectrographe.

D'autre part l'aspect zigzagant des raies de Fraunhofer que nous avons signalé dans notre introduction, exprime les petits effets Doppler-Fizeau auxquels sont sensibles ces granules. On remarque également une variation de l'intensité des raies correspondant à celle du fond continu. Nous avons essayé d'établir les relations qui pouvaient éventuellement lier l'intensité de la granulation sur le

fond continu, celle des raies et les vitesses Doppler-Fizeau observées.

Notre but, trop ambiteux hélas, au cours d'une campagne d'un mois au Pic du Midi, pendant l'automne 1959, était d'obtenir par la méthode du balayage spectroscopique sur la photosphère, les documents nécessaires à l'établissement du double champ de l'intensité de la granulation d'une part, et des petites vitesses Doppler-Fizeau d'autre part. Ceci représentait une observation à la limite des possibilités parce que nécessitant une stabilité parfaite des images se prolongeant pendant plusieurs minutes. Nous avons tenté de nombreux essais pendant notre séjour, malheureusement les conditions atmosphériques n'ont jamais été assez favorables pour atteindre le résultat cherché. Cependant parmi les documents ramenés, existent quelques séquences où des groupes de quatre à cinq spectres présentent l'exceptionnelle définition que nous espérions pour un ensemble.

Ce sont ces images que nous avons utilisées dans l'étude suivante.

Conditions des observations

La région spectrale choisie était approximativement centrée sur $\lambda = 5217$ Å. Le réseau travaillait dans le cinquième ordre. La dispersion était alors de 4,2 mm par Å. La caméra utilisée était une Zeiss « Ika », 35 mm. Chaque spectre correspondait à une image cinématographique et mesurait par conséquent 18 mm de hauteur sur 24 mm dans le sens de la dispersion.

Le film était du Gévapan 30. Un écran « Wratten » coupait les ordres parasites du réseau. Le temps de pose était de 1 s et la cadence de pose de une image toutes les deux secondes.

La vitesse de défilement de l'image solaire sur la fente du spectrographe était de 0,3″ par seconde, le déplacement entre chaque image spectrale de 0,6″, le diamètre solaire de 20,3 cm dans le plan focal du miroir de chambre. 1″ sur le soleil correspondait donc, à peu près, à 0,1 mm dans le sens perpendiculaire à la dispersion.

Description qualitative des spectres

La planche I est l'image positive l'un de nos spectres tiré d'une séquence prise le 18 août 1959.

Les caractéristiques déjà signalées de variation d'intensité du fond continu et de petites torsions Doppler-Fizeau des raies s'y voient aisément, mais nous voudrions attirer l'attention sur quelques autres points assez remarquables.

1° Outre les fines variations d'intensité du fond continu dont l'ordre de dimension est à peu près la seconde d'arc, on aperçoit dans l'image des variations à plus grande échelle se traduisant par des bandes légèrement plus claires ou plus sombres dont la largeur est de l'ordre de 10 à 20″.

2° Un phénomène du même ordre existe pour les vitesses Doppler-Fizeau. En plus des petits zigzags de la raie on voit des fluctuations d'ensemble intéressant des régions d'une dizaine de secondes d'arc.

3° Les déplacements de la raie vers le rouge sont presque partout en correspondance avec une des fines traînées sombres du fond continu et vice versa.

4° On observe sur toutes les raies de l'image, de notables variations d'intensité qui se correspondent pour les différentes raies. D'une façon générale, les parties les plus intenses sont en regard des traînées sombres du fond continu. Toutefois cette remarque est en défaut et présente une ou deux exceptions notables dans la partie supérieure de l'image *à proximité de la tache*.

Méthode de dépouillement des spectres

L'étude que nous envisagions d'effectuer sur nos documents était uniquement statistique. Dans ces conditions une certaine imprécision dans la méthode de détermination des intensités du fond continu et des vitesses Doppler-Fizeau était admissible, pourvu qu'elle n'entraîne pas d'erreurs systématiques. Il était par contre fort important de déterminer les valeurs des deux fonctions : I (intensité du fond continu) et V (effet Doppler-Fizeau sur la raie) pour des abscisses se correspondant aussi bien que possible. Enfin il était intéressant d'utiliser un procédé permettant d'obtenir assez rapidement un grand nombre de valeurs.

Le procédé de mesures que nous avons adopté a été imaginé par R. Michard. Il allie à une bonne rapidité la qualité précieuse de lier d'une façon très satisfaisante les abscisses des I avec ceux des V correspondants.

Il consiste essentiellement en trois enregistrements consécutifs du même spectre au microphotomètre. Les trois enregistrements sont parallèles entre eux et à la raie spectrale. Le premier est effectué sur le fond continu et donne directement les valeurs de I. Les deux autres sont effectués dans les deux ailes de la raie et permettent de déterminer les valeurs de V par le procédé que nous exposons :

Principe de la mesure des effets Doppler-Fizeau par double enregistrement au microphotomètre

Considérons le profil d'une raie spectrale. C'est une courbe de Gauss et l'on peut admettre qu'il existe à droite et à gauche du profil deux régions où la variation de l'intensité est pratiquement linéaire.

Sur la figure 14, nous avons représenté en trait plein le profil d'une raie centrée sur sa longueur d'onde moyenne λ_0 et en trait pointillé, le profil

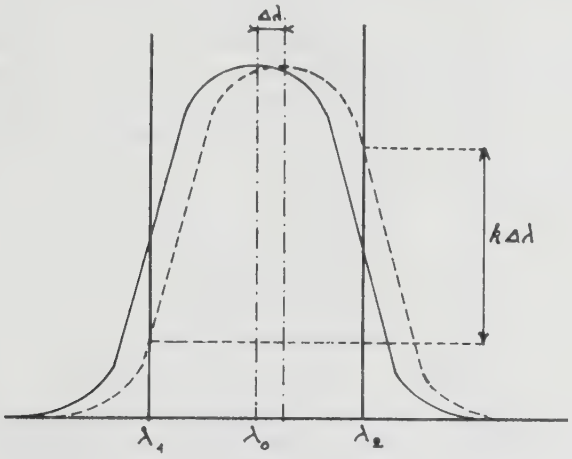

Fig. 14.

de la même raie ayant subi, par effet Doppler-Fizeau le déplacement $\Delta\lambda$.

Si l'on effectue deux enregistrements suivant les abscisses λ_1 et λ_2, symétriques par rapport à λ_0, et situées à peu près au milieu des parties du profil considérées comme rectilignes, on voit que les deux intensités enregistrées seront égales, lorsque la raie sera centrée sur λ_0. Au contraire, dans le cas de la raie déplacés comme l'indique la figure, l'intensité enregistrée en λ_1 subira une diminution, celle en λ_2 une augmentation, la différence des deux intensités étant proportionnelle à $\Delta\lambda$ c'est-à-dire à la quantité qu'il s'agit de mesurer.

Ce qui précède est purement théorique. Si de tels enregistrements étaient réalisés avec les fentes fines que nous avons figurées sur notre schéma, l'influence de la granulation photographique perturberait complètement la mesure, et d'autant plus que la raie serait plus faible.

On est conduit, pour minimiser ce phénomène parasite, à élargir les fentes exploratrices, l'influence de la perturbation devant théoriquement varier comme l'inverse de la racine carrée de la largeur de la fente.

Il convient alors de rechercher comment choisir au mieux pour une raie donnée, les deux éléments : largeur de la fente exploratrice et décalage par rapport à la longueur d'onde moyenne λ_0. Remarquons d'abord que le profil vrai de la raie n'est pas, pour notre objet, l'élément intéressant. Il est modifié par la courbe de réponse de l'émulsion photographique employée et par celle du microphotomètre. Mais seul nous intéresse le profil résultant de ces transformations.

On peut donc procéder de la façon suivante : un premier enregistrement, dans le sens de la dispersion, donne le profil de la raie sur le document à exploiter. On se donne une limite supérieure du $\Delta\lambda$ à mesurer. Le calque de deux profils décalés par rapport au premier de $\pm\,\Delta\lambda$ permet de choisir largeur et écartement des fentes de façon qu'elles restent en totalité dans les parties considérées comme rectilignes des deux profils décalés.

Un inconvénient de la méthode est qu'elle est affectée par la modification de la largeur de la raie, mais nous verrons que celle-ci reste peu importante en valeur relative, de l'ordre de 1/20. Les modifications asymétriques du profil seraient plus graves, mais on peut remarquer que dans ce cas c'est la définition même de la quantité à mesurer pour l'effet Doppler-Fizeau qui devient douteuse.

A ces restrictions près, la méthode devait donner des résultats satisfaisants. Elle convenait en tous cas parfaitement à la précision dont nous avions besoin et aux vitesses Doppler-Fizeau à mesurer.

Elle n'impose pas d'une façon absolue d'effectuer le double enregistrement sur le même papier mais, lorsque les caractéristiques du microphotomètre le permettent, cela est à la fois une commodité et une sécurité. Il est nécessaire, dans ce cas, pour éviter un enchevêtrement inextricable des deux tracés de décaler entre chacun d'eux le zéro du spot. Il est également nécessaire d'effectuer un double passage, avec décalage d'une quantité connue par rapport à λ_0, pour étalonner les mesures de $\Delta\lambda$.

Étude préliminaire du procédé. Relation entre l'intensité des raies et celle du fond continu.

Une série d'enregistrements portant sur une bonne image d'une séquence prise par R. Michard le 18 août 1959, a d'abord été effectuée au microphotomètre Moll de l'Observatoire de Meudon. Les caractéristiques mécaniques de cet instrument n'étaient pas très favorables au but que nous nous

proposions. En particulier les divers enregistrements ne pouvaient être effectués qu'indépendamment et le raccordement des abscisses devait se faire à l'aide de détails caractéristiques. Aussi ce travail avait-il surtout pour but de vérifier la possibilité d'application pratique du principe de mesures que nous venons d'exposer et d'avoir une première idée des relations liant les divers phénomènes.

Il y avait naturellement intérêt à diminuer autant que possible l'influence parasite de la granulation photographique. Pour l'enregistrement de l'intensité du fond continu cela pouvait être obtenu en augmentant la hauteur de la fente, c'est-à-dire la largeur de la bande explorée. Le microphotomètre Moll ne permettant pas d'aller très loin dans cette voie, nous avons utilisé un procédé rappelant la technique des images composites de B. Lyot.

Un contre-type a été obtenu de la façon suivante : nous avons monté sur un agrandisseur photographique un plateau coulissant permettant de donner à la surface sensible réceptrice un mouvement de translation très précis. Une grille convenablement ajourée masquait, dans l'image du spectre que nous voulions reproduire, l'emplacement des raies. La surface sensible, à grain très fin, se déplaçait pendant la durée de la pose, naturellement dans le sens de la dispersion, sur toute la partie de l'image correspondant au fond continu. Le résultat était un contre-type pratiquement sans grain.

A partir de ce contre-type, nous avons obtenu un microphotogramme donnant les variations I d'intensité du fond continu. Deux enregistrements dans les ailes de la raie $\lambda = 5217,398$ Å nous ont permis d'obtenir les vitesses Doppler-Fizeau, V. Nous avons également cherché à obtenir la variation ΔW de la largeur équivalente des raies. A cet effet, trois enregistrements ont été effectués le long des raies $\lambda = 5216,285$; 5217,398 ; 5218, 211. La hauteur de fente était suffisante pour couvrir les petites fluctuations en λ des raies. Il en résultait qu'une petite partie de l'impression lumineuse, que l'on pouvait considérer comme constante, était due au fond continu.

L'étalonnage a été réalisé en déterminant, à partir d'un enregistrement dans le sens de la dispersion, les largeurs équivalentes des 3 raies qu'on a trouvées respectivement égales à 123, 115 et 60 mÅ. On a d'autre part mesuré l'écart moyen entre un enregistrement du fond continu et des enregistrements effectués sur chacune des raies. On a pu ainsi tracer une courbe exprimant approximativement la largeur équivalente W en fonction de la déviation D. La considération des tangentes à cette courbe donne, pour chaque raie, la valeur du coefficient de proportionnalité liant ΔW à ΔD.

Les 5 courbes qui matérialisent ce travail sont représentées figure 15. On voit que les fluctuations de I et V se correspondent assez souvent et qu'entre ΔW et I semble exister une corrélation, les parties sombres du fond continu correspondant à des valeurs plus importantes de W.

Afin de le vérifier, on a calculé le coefficient de corrélation pour I et la courbe ΔW se rapportant à la raie $\lambda = 5217, 398$. Les ordonnées ont été prises à des intervalles correspondant à $0'', 7$ sur le soleil ; 196 couples de valeurs ont été obtenus.

La région qui se trouve sur la droite de nos graphiques est proche d'une tache et la corrélation semble moins bonne qu'ailleurs. Aussi a-t-on calculé, d'une part le coefficient de corrélation pour l'ensemble de l'échantillon, et d'autre part ρ_1, ρ_2, ρ_3, ρ_4 obtenus à partir de sous-échantillons de 50 couples.

On a trouvé :

$$\rho \text{ (I. W.)} = 0,54$$
$$\rho_1 = 0,08$$
$$\rho_2 = 0,80$$
$$\rho_3 = 0,64$$
$$\rho_4 = 0,61$$

On voit que ρ_1, qui correspond à la zone la plus proche de la tache a une valeur très nettement différente de celle des autres déterminations. Cette zone est certainement perturbée et on peut penser que l'on obtient une valeur plus correcte de ρ en prenant la moyenne des trois dernières déterminations soit :

$$\rho \text{ (I. W.)} = 0,68.$$

Nous avons également calculé l'écart quadratique moyen des mesures que traduisent les courbes précédentes.

On a trouvé :

pour les effets Doppler-Fizeau	0,23	km/s
pour $\Delta I/I$ (fond continu)	0,042	
pour ΔW (5 217,398)	5,4	mÅ
pour ΔW (5 218,211)	3,1	mÅ

Cette dernière détermination a été effectuée non sur la totalité de l'échantillon, mais seulement sur $1' 30''$ à gauche de la courbe. La partie droite présente, en effet, une chute d'ensemble douteuse.

La corrélation entre les courbes de vitesses Doppler-Fizeau et d'intensité du fond continu semblait peu nette et correspondait à un échantillonnage assez réduit. Nous avons donc étendu notre étude à un plus grand nombre d'images en utilisant

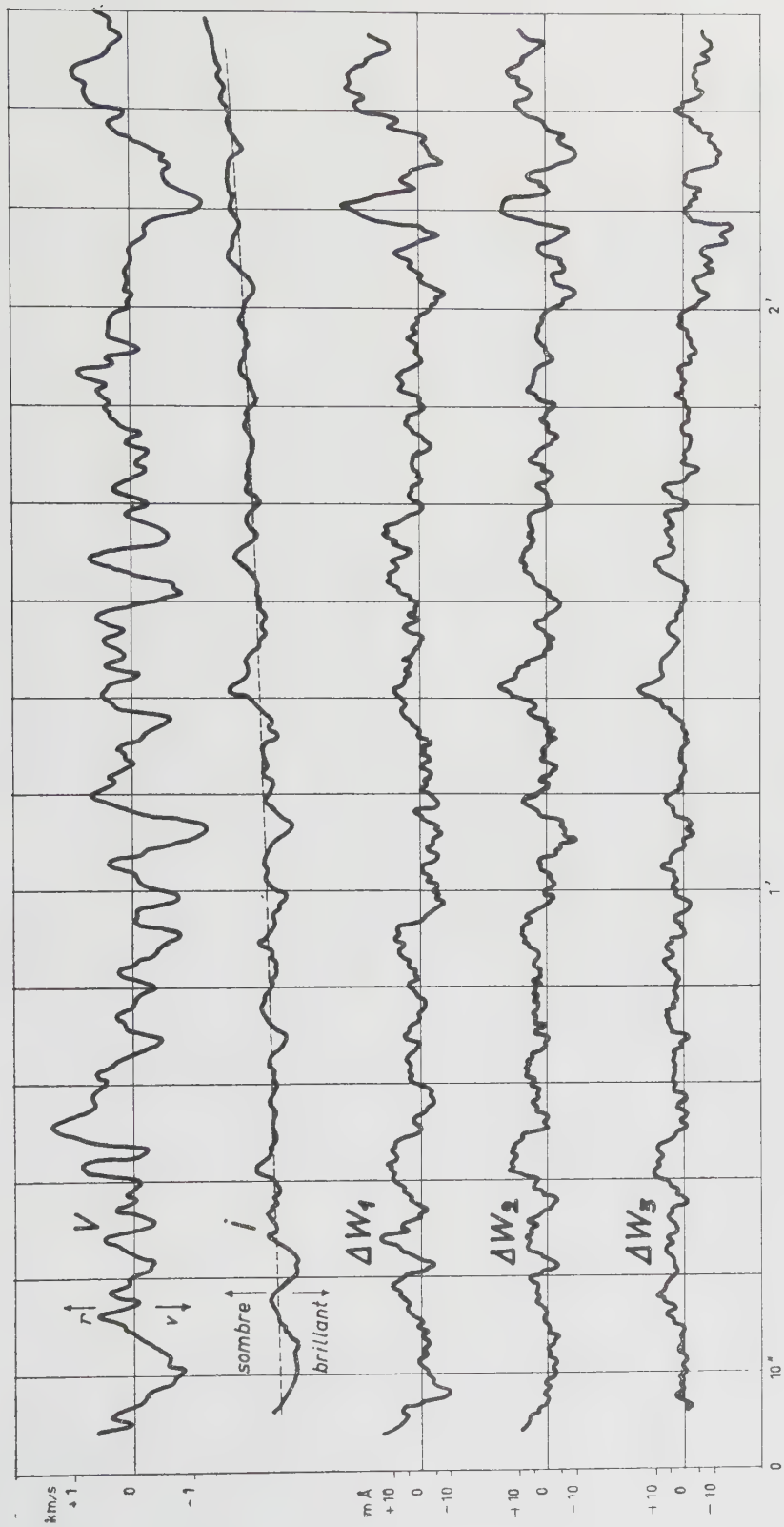

FIG. 15.

un microphotomètre « Chalonge », mieux adapté que le Moll à notre but.

Détail des mesures au microphotomètre Chalonge

Nous avons mesuré neuf spectres qui ont été choisis pour la qualité de leur définition et de telle sorte qu'ils représentent des échantillonnages différents de la granulation solaire, soit qu'ils aient été pris à des intervalles de temps suffisamment éloignés, soit qu'ils intéressent des régions différentes du disque. Ils sont extraits de deux séquences, l'une prise par R. Michard le 18 août 1959, l'autre par nous-même le 5 novembre 1959. Ces deux séquences intéressent des régions situées vers le centre du disque. Sur le bord de quelques-unes des images existent des petites taches qui devaient servir de repérage pour l'établissement du double champ de vitesse et d'intensité que nous espérions établir. Ces taches, finalement, n'ont été qu'une gêne pour nous en réduisant l'importance de l'échantillonnage disponible.

Les enregistrements ont été effectués à l'aide du microphotomètre « Chalonge » de l'Institut d'Astrophysique. Il possède, entre autres, l'intéressante possibilité de pouvoir orienter le cliché puis de le translater perpendiculairement au sens de défilement à l'aide de vis micrométriques qui permettent de déterminer de façon très précise la valeur de la translation. De plus, on peut « voir » le spectre analysé sur la fente de l'appareil. Ces commodités le rendaient bien apte au but que nous nous proposions.

Les hauteurs de fente adoptées pour les enregistrements dans les ailes étaient de 16 divisions correspondant sur nos spectres à 0,05 Å. La raie utilisée était $\lambda = 5217,398$.

Pour l'enregistrement de fond continu il y avait intérêt à adopter la plus grande hauteur de fente possible, afin de réduire l'effet parasite du grain photographique.

La figure 16 donne un de ces triples enregistrements. On a ajouté la courbe des V déduite des enregistrements d'ailes.

On remarquera que l'enregistrement des I présente une courbure générale prononcée. Nous avons pris la précaution de mesurer, pour tous nos spectres, le fond continu au même endroit et tous les enregistrements I sont affectés de la même courbure. Elle est due à une légère variation d'intensité de l'image qui résulte du principe de l'obturateur de la caméra « Ika » utilisée. Cette caméra était conçue pour être utilisé normalement avec son objectif de 2 ou 3 cm de focale alors que nous l'utilisions avec un miroir de 9 m. La position de l'obturateur n'est pas correcte, mais cela avait peu d'importance pour le travail que nous nous proposions, puisqu'il était facile d'introduire les corrections nécessaires. Nous nous sommes contentés de superposer sur calque tous nos enregistrements I qui ne diffèrent que par des variations locales, et d'en déduire la courbe d'intensité moyenne de nos images. Cette courbe a été reportée sur chaque enregistrement et c'est à partir d'elle qu'ont été relevées les ordonnées de I.

L'échelle des enregistrements correspondait à 16 mm pour 10″ sur le soleil. Les valeurs de I et de V ont été relevées tous les mm, soit à des intervalles correspondant à peu près à 0,6″ sur le soleil. Chaque enregistrement permettait de relever 258 couples de valeurs, mais la présence de taches plus ou moins importantes que nous avons signalée, a réduit notablement les échantillonnages disponibles. Pour cette étude qui portait sur la granulation, nous avons estimé convenable de supprimer les taches, plus une région de 10″ à droite et à gauche de leurs limites, facilement repérables sur les enregistrements I.

Nous avons finalement obtenu 1956 couples de valeurs de I et V répartis en 14 échantillons que nous avons classés en deux groupes : les grands échantillons couvrant entre 90 et 160″, et les petits de 25 à 40″.

Le nombre de couples de valeurs mesurés se répartit ainsi :

Grands échantillons	Petits échantillons
144	62
142	60
225	46
141	67
234	41
136	276
151	
256	
251	
1 680	

Étude statistique

Nous nous sommes proposés, à partir de ces données, d'établir :

1° Le coefficient de corrélation $\rho_{(I,V)}$ liant V et I ;
2° La fonction d'autocorrélation de V : $f(J_V)$;
3° La fonction d'autocorrélation de I : $f(J_I)$;
4° les écarts quadratiques moyens de V et I.

Il pouvait sembler peu intéressant d'établir $f(J_I)$ à partir des données spectrographiques nécessaire-

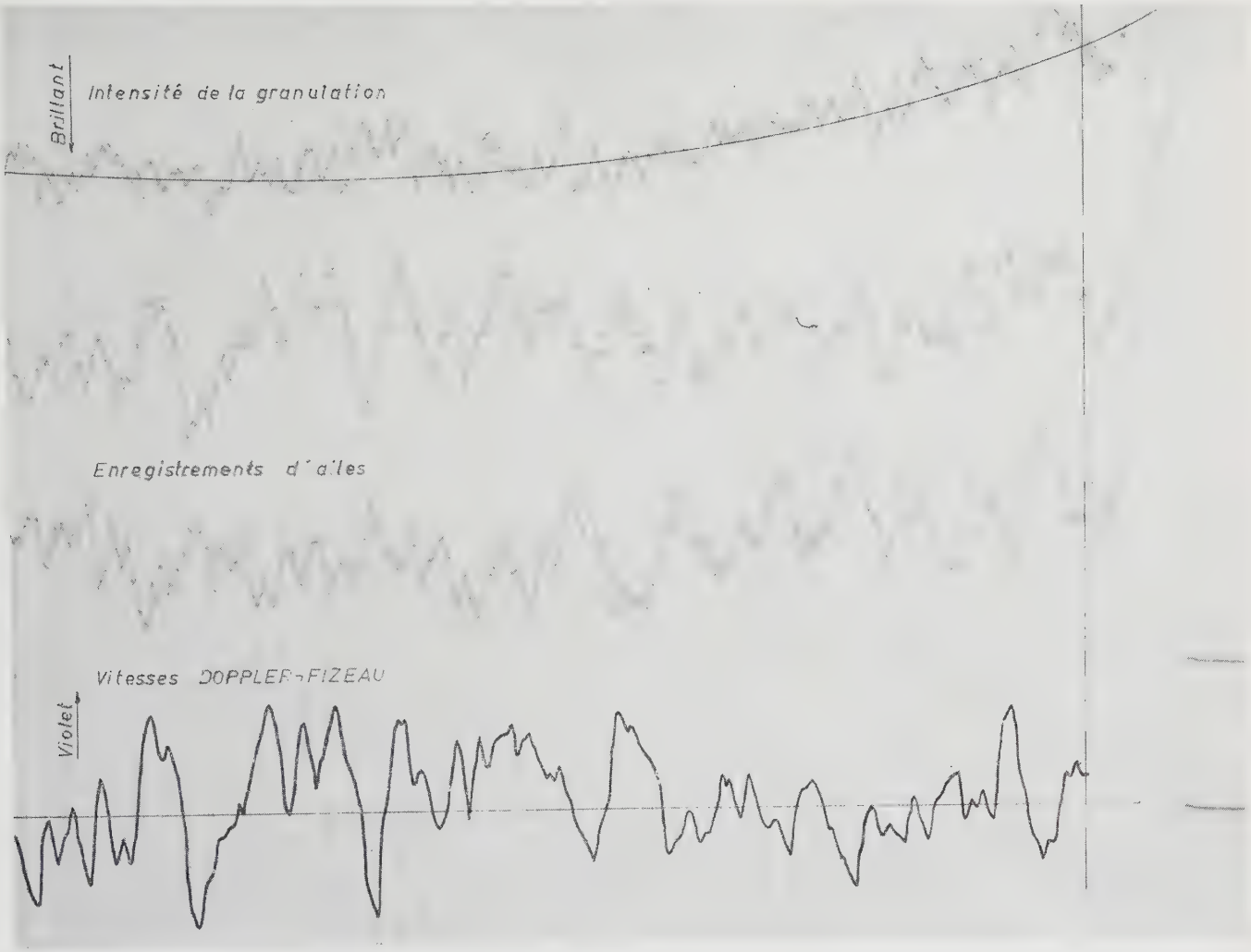
Brillant
Intensité de la granulation
Enregistrements d'ailes
Vitesses DOPPLER-FIZEAU
Violet

Fig. 16.

ment infèrieures en qualité aux images de granulation en lumiére blanche utilisées par divers auteurs pour un but analogue.

Mais nous avons pensé que la comparaison de $f(J_I)$ et $f(J_V)$ obtenus à partir de mêmes échantillons, n'était pas dénuée d'intérêt.

Un calcul préliminaire a montré qu'il était intéressant de faire varier J jusqu'à 50, qui au surplus est certainement la limite supérieure significative permise par nos échantillons.

Le programme ci-dessus, si nous avions du le réaliser à l'aide de machines à calculer usuelles, aurait représenté un travail très considérable. Il a été possible de le mener à bien grâce à l'ordina-

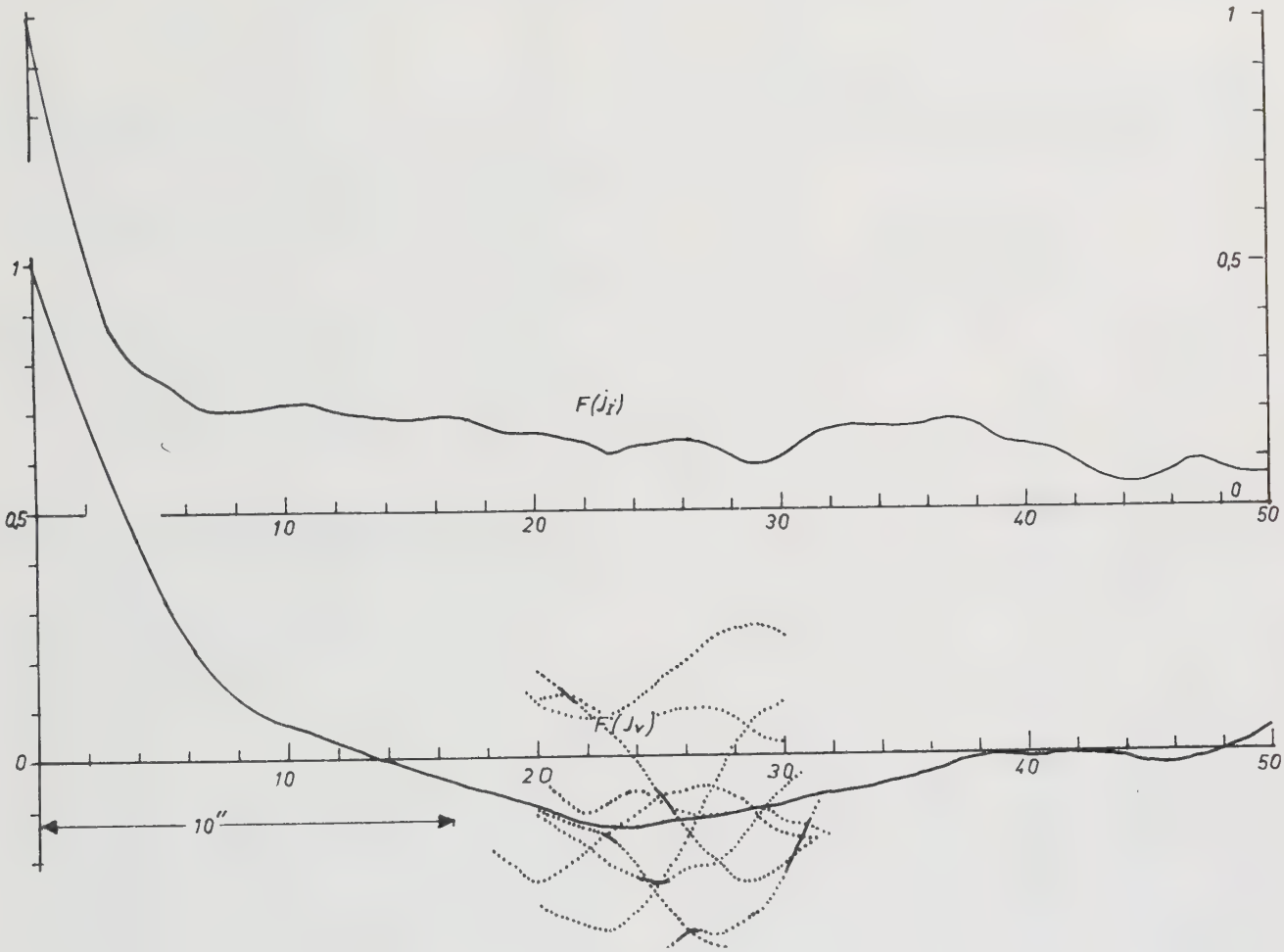

Fig. 17.

teur I. B. M. 650 récemment installé à l'Observatoire de Meudon.

Le programme de calcul a été établi de façon à mener de front, pour chacun des échantillons, la recherche des valeurs de $f(J_V)$ et $f(J_I)$ et des sommations nécessaires au calcul de $\rho_{(I.V.)}$. Les valeurs de V utilisées ont été obtenues en déduisant des mesures effectuées sur nos doubles enregistrements les valeurs V_0 moyennes pour chaque échantillon. Ce détail de calcul était introduit dans le programme. Les valeurs de I obtenues sur nos microphotogrammes étaient au contraire traitées directement puisqu'elles étaient déterminées à partir d'une courbe moyenne.

Les cartes perforées de résultats nous donnaient, pour chaque échantillon :

N : nombre de couples V, I utilisés,
ΣV^2,
ΣI^2,
$\Sigma V.I.$

et les valeurs de $f(J_V)$, $f(J_I)$. Nous avions pris 50 valeurs de J pour les grands échantillons, 20 ou 10 pour les petits.

A partir des résultats obtenus, nous avons calculé avec l'ensemble des échantillons :

$$\rho_{(I,V.)} = \frac{\Sigma V.I}{\sqrt{\Sigma V^2 . \Sigma I^2}} = 0{,}043.$$

et avec les grands échantillons, en faisant les moyennes des résultats pour chaque valeur de J :

$$f(J_V),\ f(J_I).$$

Les valeurs trouvées pour $f(J_V)$ et $f(J_I)$ figurent dans le tableau IV. Les deux courbes correspondantes constituent la figure 17.

TABLEAU IV

Valeurs moyennes des fonctions d'auto-corrélation $f(Jv)$, $f(Ji)$

J	$f(Jv)$	$f(Ji)$	J	$f(Jv)$	$f(Ji)$
0	+ 1,00	+ 1,00	25	— 0,14	+ 0,13
1	+ 0,87	+ 0,75	26	— 0,13	+ 0,14
2	+ 0,71	+ 0,53	27	— 0,12	+ 0,13
3	+ 0,56	+ 0,38	28	— 0,12	+ 0,11
4	+ 0,43	+ 0,30	29	— 0,11	+ 0,08
5	+ 0,32	+ 0,26	30	— 0,10	+ 0,10
6	+ 0,23	+ 0,23	31	— 0,09	+ 0,13
7	+ 0,16	+ 0,20	32	— 0,08	+ 0,16
8	+ 0,12	+ 0,20	33	— 0,07	+ 0,16
9	+ 0,09	+ 0,21	34	— 0,07	+ 0,16
10	+ 0,06	+ 0,22	35	— 0,06	+ 0,16
11	+ 0,05	+ 0,22	36	— 0,03	+ 0,17
12	+ 0,03	+ 0,20	37	— 0,02	+ 0,18
13	+ 0,01	+ 0,19	38	— 0,01	+ 0,17
14	0,00	+ 0,19	39	— 0,01	+ 0,14
15	— 0,02	+ 0,19	40	— 0,01	+ 0,12
16	— 0,04	+ 0,19	41	— 0,01	+ 0,12
17	— 0,05	+ 0,19	42	— 0,01	+ 0,09
18	— 0,06	+ 0,17	43	— 0,01	+ 0,06
19	— 0,08	+ 0,16	44	— 0,01	+ 0,05
20	— 0,10	+ 0,15	45	— 0,03	+ 0,05
21	— 0,12	+ 0,14	46	— 0,03	+ 0,07
22	— 0,14	+ 0,14	47	— 0,02	+ 0,10
23	— 0,14	+ 0,11	48	0,00	+ 0,08
24	— 0,15	+ 0,13	49	+ 0,02	+ 0,07
			50	+ 0,05	+ 0,07

On a calculé également pour chaque échantillon et pour l'ensemble, les écarts quadratiques moyens des V et des I. Ils sont donnés dans le tableau V.

Nous pensons utile de faire remarquer l'importante variation des résultats d'un échantillon à l'autre.

Les valeurs extrêmes, tant pour les vitesses que pour les intensités sont dans un rapport 2. Ces échantillons ne peuvent cependant légèrement différer que par la qualité des images, les conditions instrumentales d'observation, de mesures et de dépouillement étant les mêmes pour tous.

Sur le tableau V figurent également, à titre de comparaison, quelques valeurs trouvées par divers auteurs.

Discussion

1° *Valeur de* $\rho_{(I,V.)}$. La valeur obtenue, 0,043, correspond à l'absence totale de corrélation au sens mathématique du terme.

Ce résultat apparaît, à première vue, comme tout-à-fait surprenant lorsqu'on regarde un de nos spectres.

Le simple examen visuel de l'un quelconque de nos échantillons montre en effet, jusqu'à l'évidence, qu'aux régions brillantes du fond continu correspondent des effets Doppler-Fizeau orientés vers le violet, c'est-à-dire des vitesses d'ascension de la matière.

La contradiction n'est qu'apparente, car un examen attentif des spectres montre que deux causes peuvent perturber gravement le coefficient de corrélation.

La première, et sans doute la moins importante, est la présence de notables exceptions.

La seconde, certainement plus grave, est l'absence de proportionnalité entre l'effet Doppler-Fizeau et l'intensité lumineuse du granule correspondant.

Autrement dit, à une partie brillante correspond bien généralement une vitesse d'ascension, mais *il y a seulement coïncidence de sens*. Aucune proportionnalité n'existe entre les deux mesures.

Afin de mettre en évidence cette coïncidence de sens nous avons procédé de la façon suivante :

considérant deux courbes correspondantes de I et V, les sens positifs adoptés étant respectivement vers les parties les plus brillantes et vers les effets violets, nous avons appelé *coïncidences* les abscisses correspondant à des maxima ou des minima différant d'une unité au plus (0,6″) dans chacune des deux courbes, et *oppositions* les abscisses correspondant à un maximum de l'une pour un minimum de l'autre suivant la même loi d'approximation.

Le relevé des coïncidences et des oppositions pour les 9 spectres utilisés montre un rapport $r = \dfrac{\text{nombre de coïncidences}}{\text{nombre d'oppositions}}$ à peu près constant et compris entre 1,9 et 3,5.

TABLEAU V

ÉCARTS QUADRATIQUES MOYENS ΔV (KM/SEC) ET ΔI/I

N° DES ÉCHANTILLONS	n	ΔV	ΔI/I
1	144	0,132	0,046
2	62	0,158	0,057
3	142	0,178	0,084
4	60	0,161	0,085
5	225	0,240	0,071
6	46	0,220	0,085
7	141	0,317	0,056
8	234	0,227	0,065
9	67	0,147	0,087
10	136	0,253	0,066
11	41	0,189	0,097
12	151	0,180	0,069
13	256	0,262	0,062
14	251	0,200	0,051
Ensemble ...	1 956	0,220	0,066

AUTRES AUTEURS				REMARQUES
RICHARDSON and SCHWARZCHILD.....	1952	0,26	0,021	Spectre ; $\Delta V = 0{,}37/\sqrt{2}$.
FRENKIEL and SCHWARZCHILD	1955		0,033	Images photosphériques.
RICHARDSON and SCHWARZCHILD.....	1959		0,046	»
R. R. MACMATH and al.	1956	0,50		Cr ; $\lambda = 4\,626$; $\Delta V = 0{,}7/\sqrt{2}$.
		0,30		Ba^+ ; $\lambda = 5\,853$; $\Delta V = 0{,}45/\sqrt{2}$.

Le décompte s'établit comme suit :

DATES	N° DES SPECTRES	COINCI-DENCES	OPPO-SITIONS	r
18- 8-58	1	49	14	3,50
	2	16	5	3,20
	3	25	8	3,12
	4	24	9	2,66
	5	22	8	3,12
	6	30	11	2,73
	7	31	12	2,58
5-11-58	8	26	11	2,36
	9	25	13	1,92
TOTAL...	9	251	91	2,75

2° *Courbes d'auto-corrélation.*

P. FELLGETT, dans un article récent [14], a montré, après G. WLERICK [30], et d'autres auteurs, qu'il convenait de n'admettre qu'avec une grande prudence les valeurs des fluctuations des courbes d'auto-corrélation Intensité et Vitesses.

On doit considérer que pour qu'un maximum ou un minimum de ces courbes soit significatif, il faut qu'il se retrouve au même endroit à la fois dans la courbe moyenne et dans un bonne proportion des courbes correspondant aux divers échantillons. De ce point de vue, les fluctuations de $F(J_I)$ sont certainement non significatives. Le minimum de $F(J_V)$, situé vers 10 000 km, prête plus à discussion.

Pour essayer d'apprécier sa signification, nous avons tracé les portions des courbes individuelles des échantillons utilisés correspondant à cette région. Il est assez remarquable que 7 des 9 courbes présentent un minimum négatif dont l'abscisse se situe entre 8 600 et 13 000 km. Il ne nous semble pas que cela permette d'affirmer que le phénomène est vraiment significatif. Toutefois nous pensons qu'il était bon de signaler le fait.

Un autre élément intéressant est la comparaison de la pente des débuts de courbes qui peut être caractérisée par l'abscisse du point où la valeur des fonctions F(J) atteint 0,5.

On trouve 950 km pour $F(J_I)$, 1 550 km pour

$F(J_V)$. Ces valeurs, comme l'ont montré les auteurs déjà cités, expriment plutôt la qualité instrumentale et celle de l'image que les dimensions du granule moyen ou de l'élément moyen de vitesse.

Il est intéressant de constater que les photos de granulation de M. Schwarzschild [27], donnent pour la même valeur environ 500 km, ce qui montre que nos spectres atteignent une échelle de détails qui n'est que deux fois plus grossière que les meilleures photographies de granulation existantes.

La comparaison entre les valeurs 950 et 1550 km correspondant respectivement à $F(J_I)$ et $F(J_V)$, semble indiquer que l'échelle des vitesses est plus grande que celle des intensités lumineuses. Il faut toutefois noter que la courbe des intensités a été déterminée à partir d'un tracé microphotométrique simple qui n'introduit pas à partir de nos documents de variations supplémentaires. Au contraire le procédé adopté pour la détermination des vitesses Doppler-Fizeau supposait certaines approximations que nous avons signalées et pouvait modifier sensiblement les courbes dans le sens d'une perte de résolution.

Nous avons cru inutile de calculer les courbes de « corrélation croisée ». Il nous semble que le phénomène physique que ces courbes pourraient éventuellement mettre en évidence n'est guère détectable que sur un échantillon bi-dimensionnel et que ce travail sera plus judicieusement entrepris lorsque les conditions atmosphériques, lors d'une campagne d'observation, au Pic, nous auront permis d'établir le double champ de vitesses et d'intensité de la granulation.

CONCLUSION

Nous avons eu quelques scrupules à nous conformer à l'usage et à écrire le mot qui figure en tête de ce chapitre. Une conclusion suppose qu'on a exploré complètement une question et, qu'au moins provisoirement, on n'aperçoit aucun chemin menant vers une meilleure connaissance. Elle ne pourrait laisser à un physicien qu'une profonde impression de découragement.

Le lecteur aura compris que pour nous ce travail bien incomplet ne marque qu'une étape, et qu'il a surtout consisté à explorer les possibilités que nous offrait la qualité des spectrogrammes que nous pouvons maintenant obtenir. C'est donc sur la façon dont nous envisageons nos observations futures que nous voudrions terminer.

La remarque qui d'abord s'impose, est, qu'avec notre spectrographe, la qualité des documents n'a jamais été limitée par l'instrument, mais toujours par l'agitation atmosphérique. L'installation du Pic du Midi a été, de ce point de vue, une très grosse amélioration, mais nous n'avons pas encore bénéficié des conditions vraiment exceptionnelles qui y règnent quelquefois.

Nous nous proposons d'avoir au point, pour chacun de nos futurs séjours au Pic, plusieurs types d'observations plus ou moins exigeants sur la qualité des images.

L'étude sur la granulation demande en particulier des images parfaites pendant un temps assez long. Nous considérons le travail qui précède comme ayant été utile pour mettre au point les procédés de mesure ou de calcul, mais nous n'avons l'espérance de résultats vraiment intéressants que lorsque nous aurons pu obtenir par la méthode du balayage spectroscopique un champ complet de haute définition. Alors une étude statistique bi-dimensionnelle pourra être entreprise, l'ordinateur IBM rendant possibles les calculs.

L'étude de l'effet Evershed est un peu moins sévère sur la qualité des images quoique nous ayons, bien entendu, tout à gagner à opérer sur des images aussi parfaites que possible. Nous pensons que le gros progrès à réaliser dans cette voie est l'obtention simultanée de champs des vitesses et magnétiques. La détermination du champ des vitesses pour plusieurs raies de profondeurs de formation nettement différentes serait également riche d'enseignement. La possibilité d'utiliser plusieurs caméras travaillant au besoin dans des ordres différents, doit le permettre.

Enfin la présence éventuelle de taches favorables, c'est-à-dire bien rondes, doit nous permettre de vérifier notre hypothèse sur la modification du profil des raies. Pour un tel travail, des images absolument parfaites ne seraient pas nécessaires, mais il faudrait disposer de séquences couvrant le passage sur le disque d'une tache stable et intéressant plusieurs raies de profondeurs de formation différentes.

Ces projets semblent actuellement à notre portée. Ils supposent seulement que le dieu Hasard voudra bien faire coïncider les conditions solaires et atmosphériques nécessaires avec une de nos campagnes d'observation.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] Abetti G., 1932, *Mem. Soc. Astr. Ital.*, **6**, 353.
[2] Allen C. W., 1934, *Mem. Comm. Solar Obs. Canberra*, **1**, n° 5.
[3] Bell B., 1951, *Harvard Un. Spec. Rep.*, n° 35.
[4] Bretz M., 1956, *Z. f. Astroph.*, **38**, 259.
[5] Bumba V., 1959, *Bul. Astr. Inst. Czechoslovakia*, **10**, 183.
[6] Calamai G., 1934, *Oss. Mem. Arcetri*, **52**, 39.
[7] Claas W. J., 1951, *Rech. Astr. Obs. Utrecht*, **12**, 1.
[8] Evershed J., 1909, *Mem. Kodaikanal Obs.*, **1**.
[9] Evershed J., 1909, *Kodaikanal Obs. Bull.*, **2**, 63.
[10] Evershed J., 1909, *M. N.*, **69**, 454.
[11] Evershed J., 1910, *M. N.*, **70**, 217.
[12] Evershed J., 1913, *Kodaikanal Obs. Bull.*, **3**, 17.
[13] Evershed J., 1916, *Kodaikanal Obs. Bull.*, **3**, 167.
[14] Fellgett P., 1959, *M. N.*, **119**, 475.
[15] De Jager C., Neven L., 1959, *Comm. Obs. Royal Belgique*, n° 157, 87.
[16] Kinmann T. D., 1952, *M. N.*, **112**, 425.
[17] Laborde G., Michard R., Servajean R., 1957, *Ann. Astr.*, **20**, 6.
[18] McMath R. R., Mohler O. C., Pierce A. K., Goldberg L., 1956, *Ap. J.*, **124**, 1.
[19] Michard R., 1951, *Ann. Astr.*, **14**, 101.
[20] Michard R., 1953, *Thèse* Sciences, Paris.
[21] Michard R., Servajean R., Laborde G., 1958, *Ap. J.*, **127**, 504.
[22] Michard R., 1959, *Ann. Astr.*, **22**, 185.
[23] Minnaert M., 1948, *Bull. Astr. Inst. Netherlands*, **10**, 389.
[24] Pecker J. C., 1950, *Ann. Astr.*, **13**, 294, 319, 433 ; 1951, *Ann. Astr.*, **14**, 115, 152.
[25] Plaskett H. H., 1952, *M. N.*, **112**, 414.
[26] Van Regemorter H., 1958, *Thèse* Sciences, Paris.
[27] Schwarzchild M., 1959, *Ap. J.*, **130**, 345.
[28] Servajean R., 1960, *C. R.*, **250**, 2801.
[29] St John C. E., 1913, *Ap. J.*, **37**, 322.
[30] Wlerick G., 1957, *Smithsonian Contr. Astr.*, **2**, 25.

Imprimerie Taffin-Lefort, à Lille (France). — *Published in France.*

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Analyse harmonique de la structure des images optiques. Applications astronomiques.

Vu et approuvé :
Paris, le 13 octobre 1960,
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. Pérès.

Vu et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean Sarrailh.